

Física nuclear y aplicaciones en el Perú

Modesto Montoya
Lima, Perú, 2020

Física nuclear y aplicaciones en el Perú

Segunda edición, noviembre 2020

La primera fue publicada el año 2017 por la
Agencia Académica Española

©2020 *Modesto Montoya*

Lima, Perú

E-mail:

mmontoya@eciperu.net, mmontoya@uni.edu.pe

URL: www.modestomontoya.com

Presentación

En este libro se revisan los apuntes sobre los cursos de Física Nuclear, Física de las Radiaciones y Dosimetría, y Protección Radiológica, dictados por el autor, en el antegrado de física y en la maestría en física médica de la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Ingeniería (UNI) de Lima, Perú.

Se presenta un resumen de la historia de los descubrimientos y conceptos que constituyen la física nuclear. Se describe el núcleo conformado por protones y neutrones. Se menciona algunas de sus propiedades observables, como el radio del núcleo, la distribución de la masa, la energía de ligadura y la energía de excitación del núcleo, la radiactividad, la ley de decaimiento radiactivo, decaimiento α , decaimiento β y decaimiento γ , respectivamente.

Se describe aspectos fundamentales de la interacción de los fotones y de los electrones con la materia, la que da lugar a las aplicaciones tecnológicas.

Se explica los conceptos usados para la protección radiológica, la que busca minimizar los riesgos que conlleva el uso de las radiaciones.

La producción de rayos X tan usada en estos tiempos para fines de radiodiagnóstico y radioterapia es explicada de manera somera.

Se incluye una descripción del reactor nuclear peruano RP-10 de investigación y de sus aplicaciones, principalmente en la producción de radioisótopos y en el análisis químico por activación neutrónica.

Se recuerda los esfuerzos de los físicos en el campo de la física nuclear y sus aplicaciones y, finalmente, se propone líneas de investigación para el futuro mediato.

Índice general

1. Introducción	9
2. La estructura del átomo	11
2.1. Un poco de historia	11
2.2. Componentes nucleares	12
2.3. Unidades y dimensiones	13
3. Propiedades nucleares	15
3.1. Radio nuclear	15
3.2. Distribución de carga nuclear	16
3.3. Distribución de la masa nuclear	16
3.4. Masa y abundancia nuclear	17
3.5. Energía de ligadura nuclear	18
3.6. Estados nucleares excitados	18
3.7. El deuterón	19
3.8. Modelos nucleares	19
3.9. Potencial espín-órbita	20
4. Radiactividad	21
4.1. Ley de decaimiento radiactivo	21
4.2. Activación y decaimiento	23
4.3. Tipos de radiactividad	23
4.4. Radiactividad α	23
4.5. Radiactividad β	23
4.6. Radiactividad γ	24
4.7. Fisión espontánea	24
4.8. Emisión de neutrones	24

5. Interacción radiación-materia	27
5.1. Interacción fotones-materia	27
5.2. Efecto fotoeléctrico	28
5.3. Dispersión Compton	29
5.4. Producción de pares	30
5.5. Dispersión coherente	30
5.6. Combinación de efectos	31
5.7. Interacción electrón-materia	32
5.8. Interacción electrón-electrones orbitales	32
5.9. Interacción electrón-núcleo	32
5.10. Poder de frenado	32
5.11. Transferencia lineal de energía	33
5.12. Poder de frenado restringido	34
6. Protección radiológica	35
6.1. Cantidades relacionadas con la dosimetría	35
6.2. Dosis	36
6.3. Dosimetría personal	37
6.4. Dosimetría externa	38
6.5. Exposición	38
6.6. Medición de la exposición	39
6.7. Relación entre exposición y dosis	39
6.8. Kerma	40
6.9. Materiales para dosimetría	40
6.10. Medición de exposición externa	41
6.11. Dosímetros de película	42
6.12. Dosímetros termoluminiscentes	43
6.13. Dosímetros de luminiscencia ópticamente estimulada	44
6.14. Dosímetros semiconductores	44
6.15. Dosímetros MOSFET	44
6.16. Dosímetros de lectura directa	45
6.17. Cámaras de ionización de bolsillo	45
6.18. Usos de dosímetros de lectura inmediata	45
6.19. Dosimetría biológica	46
6.20. Monitores de área	46
6.21. Medidores de tasas de dosis	46
6.22. Principios de protección radiológica	47
6.23. Parámetros básicos de protección	50

7. Producción de rayos X	53
7.1. El tubo de rayos X	54
7.2. Circuito de rayos X	54
7.3. Rayos X de bremsstrahlung	55
7.4. Rayos X característicos	56
7.5. Espectro de energía de los rayos X	56
7.6. Aceleradores para radioterapia	57
8. Reactor nuclear	59
8.1. Fisión nuclear	59
8.2. Reactor de potencia	60
8.3. Reactor de investigación	61
8.4. El reactor RP-10 del Perú	61
9. Física nuclear en Perú	65
10. Aplicaciones nucleares en Perú	67
10.1. Radiografía neutrónica	67
10.2. Análisis por activación neutrónica	68
10.3. Radioisótopos y radiofármacos	69
10.4. Datación nuclear	71
10.5. Sondas neutrónicas	73
10.6. Radiotrazadores	73
10.7. Isótopos estables en hidrología	73
10.8. Control nucleónico	74
10.9. Irradiación de alimentos y productos médicos	74
10.10. Mejoramiento de plantas por mutación	75
11. Aplicaciones pendientes en Perú	79
11.1. Dopado de silicio	79
11.2. Difracción y dispersión inelástica de neutrones	80
11.3. Perspectivas	81

Capítulo 1

Introducción

En este libro se revisa los apuntes sobre los cursos de Física Nuclear, Física de las Radiaciones y Dosimetría, y Protección Radiológica, dictados por el autor, en el antegrado de física y en la maestría en física médica de la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Ingeniería (UNI) de Lima, Perú.

Entre los libros que han servido de base para la redacción de este texto están: *Physique Nucléaire pour les Médecins et les Biologistes* [1]; *Atoms, Radiation and Radiation Protection* [2]; *Introductory to Nuclear Physics* [3]; *Radiation Oncology Physics* [4]; *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry* [5]; *The Physics of Radiation Therapy* [6]; e *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry* [7].

En el capítulo 2 se describe esquemáticamente el núcleo, como compuesto por protones y neutrones, y se menciona algunas de sus propiedades observables.

En el capítulo 3 se describen los métodos para medir el radio del núcleo, la distribución de la masa, la energía de ligadura y la energía de excitación de núcleo. Como ejemplo más simple de los núcleos, se menciona el caso del deuterio, compuesto por un protón y un neutrón. Se explican las bases de los modelos nucleares y del potencial espín-órbita.

El capítulo 4 es dedicado a la radiactividad, la ley de decaimiento radiactivo, el decaimiento α , el decaimiento β y el decaimiento γ . También se trata la emisión de neutrones y la fisión espontánea.

El capítulo 5 está dedicado a los tipos de interacción de los fotones y de los electrones con la materia, respectivamente.

El capítulo 6 se refiere a las cantidades relacionadas con la dosimetría. Además, se brinda elementos de protección radiológica, necesarios para minimizar los ries-

gos que conlleva el uso de las radiaciones.

El capítulo 7 describe el proceso de producción de rayos X, desde la emisión de electrones por el filamento hasta la emisión de radiación de frenado al chocar con el blanco. Se explica también el origen de la radiación característica en los rayos X.

En el capítulo 8 se describe el reactor RP-10 de investigación, que funciona en el Centro Nuclear RACSO” de Huarangal, Lima, Perú.

En el capítulo 9 se recuerda algunos aspectos históricos de la física nuclear y de las aplicaciones nucleares más difundidas en el Perú.

El capítulo 10 se propone la producción de silicio dopado en el reactor RP-10, como también la aplicación de la difracción y dispersión inelástica de neutrones para el estudio de materiales.

Capítulo 2

La estructura del átomo

2.1. Un poco de historia

Los filósofos griegos especulaban sobre la naturaleza fundamental de la materia. Cuatro siglos A.C., Demócrito pensaba que la materia podía subdividirse hasta una mínima expresión a la que llamó átomo.

El átomo era considerado entonces como el constituyente fundamental de la materia. En el siglo XIX nace la física atómica, dedicada al estudio de las propiedades de los átomos de los diversos elementos.

Entre 1803 y 1807, John Dalton propuso el modelo según el cual la materia estaba constituida por átomos indivisibles, y que los compuestos químicos estaban constituidos por dos o más átomos.

En 1808, Joseph Luis Gay-Lussac encontró que los gases se combinan de acuerdo a una relación fija de volúmenes. Amadeo Avogadro, en 1811, interpretó este resultado diciendo que dos volúmenes de gases distintos, en idénticas condiciones de presión y temperatura, tienen el mismo número de partículas. Pocos años después, Michael Faraday, quien entró como asistente de química en la Royal Institution, descubre los iones (aniones y cationes), que son átomos que han ganado o perdido uno o más electrones de sus órbitas exteriores.

En 1869, Dmitri Ivanovich Mendeleev agrupó los elementos según su valencia, peso atómico y propiedades físicas y químicas.

En 1885, investigando la fluorescencia violeta que emitían los rayos catódicos, Wilhelm Röntgen descubre los rayos X.

En 1896, Henri Becquerel descubre que algunas sustancias emiten partículas o fotones. A esta propiedad se le llamó radiactividad. En 1898, los esposos Curie

lograron identificar varias sustancias radiactivas.

En 1987, James Thompson descubre la primera partícula elemental: el electrón con carga negativa.

En 1911, Ernest Rutherford planteó la tesis de que el átomo estaba compuesto por un núcleo positivo alrededor del cual giraban electrones. De esa forma se inició la física nuclear, dedicada precisamente al estudio de las propiedades del núcleo.

Durante el siglo XX se ha logrado una amplia comprensión del comportamiento del núcleo atómico.

Los conocimientos sobre el núcleo y sobre la radiación que emite han dado lugar a una serie de aplicaciones en medicina, agricultura, ciencias e ingeniería de materiales, entre otros campos.

En los años 40 y 50 del siglo XX, como una prolongación de la física nuclear, emergió la física de partículas, dedicada al estudio de un nivel de la materia aún más elemental que la de los protones y neutrones.

En los años 70 surge el llamado modelo estándar, según el cual los constituyentes de la materia son seis quarks y seis leptones. Este modelo plantea la tesis de que entre las partículas existe la interacción gravitatoria, la interacción electromagnética, la interacción nuclear débil y la interacción nuclear fuerte.

A los componentes de la materia arriba señalados, se añade el bosón de Higgs, responsable de que las partículas tengan masa. El 4 de julio del 2012, en el Centro de Estudios Nucleares (CERN) de Ginebra, se confirmó la existencia del bosón de Higgs.

La historia de la física de partículas no ha terminado. Hay evidencias de la existencia de materia y energía oscuras cuyas propiedades se desconocen. Los físicos están tratando de detectar partículas de materia oscura y comprender su naturaleza.

2.2. Componentes nucleares

En 1911, Ernst Rutherford planteó la tesis según la cual el átomo neutro está compuesto por Z electrones orbitando alrededor de un núcleo, el que a su vez tiene una carga Ze , donde Z es el número atómico y $-e$ es la carga del electrón. El número másico A es el entero más próximo de la proporción entre la masa nuclear y la masa del protón, la que aproximadamente es 2000 veces la masa del electrón (m_e).

En 1932, James Chadwick descubrió el neutrón, con carga nula y con una

masa aproximadamente igual a la del protón. De esa forma se estableció que el núcleo contiene Z protones y N neutrones. El número de neutrones más el número de protones es llamado número másico, representado por A .

Una especie nuclear o nucleido es representado por A_ZX_N , donde X es el símbolo químico del elemento. El símbolo ${}^{238}_{92}\text{U}_{146}$ corresponde al uranio con 146 neutrones. El uranio tiene un número atómico 92. Dado que el elemento uranio corresponde al número atómico 92, el símbolo de los isótopos de uranio (mismo número atómico con diferentes números másicos) es ${}^A\text{U}$.

La forma de representar el nucleido depende del fenómeno que se está estudiando. Para cada número atómico Z , pueden haber varios isótopos (nucleidos) con el mismo Z pero con diferente A . Los nucleidos pueden ser estables o inestables. En este último caso les llama radioisótopos.

En ciertos tipos de estudio es conveniente referirse a los isotónos, es decir a nucleidos con el mismo N , pero con diferente Z . Los nucleidos con el mismo A son llamados isóbaros.

2.3. Unidades y dimensiones

Las dimensiones nucleares son del orden de 10^{-15} m, correspondiente al femtómetro (fm), más conocido como fermi, en honor al físico italiano Enrico Fermi. El tamaño de los núcleos va desde 1 fm, para un nucleón, hasta 7 fm para los núcleos más pesados.

La escala de tiempo empleada en física nuclear es muy amplia. Hay núcleos con tiempos de vida media de 10^{-20} s y otros de miles de millones de años.

Los valores de energía que entran en juego en reacciones nucleares son convenientemente expresados en millones de electronvoltios (MeV), donde el electronvoltio equivale a la energía que adquiere una unidad electrónica de carga al atravesar una diferencia de potencial de un voltio: $1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19}\text{J}$.

La masa nuclear es expresada en unidades de masa atómica (u), definida como la masa de un átomo de ${}^{12}\text{C}$ dividida entre 12. Para el estudio de reacciones nucleares es conveniente expresar la masa en su equivalente en energía, usando la conversión $E = mc^2$. Así, una unidad de masa (u) equivale a 931,502 MeV.

Capítulo 3

Propiedades nucleares

Se ha descubierto más de mil nucleidos y se siguen identificando nuevos en reacciones en reactores nucleares y en aceleradores de partículas. Muchos de esos nucleidos tienen una vida media muy corta, y se conocen sólo algunas de sus propiedades.

Debido a la complejidad del problema y al elevado número de variables, describir el núcleo compuesto por Z protones y N neutrones, en función de las variables de todos los nucleones, sería una tarea imposible. Sin embargo, pueden escogerse algunas propiedades medibles en el laboratorio entre las cuales se encuentra relaciones en el marco de modelos matemáticos apropiados.

En este capítulo vamos a mencionar las propiedades de masa, carga, radio, energía de ligadura y energía de excitación.

3.1. Radio nuclear

El tamaño del núcleo no es tan preciso como el de una esfera compacta. No hay cambio abrupto de densidad al pasar de la región interna del núcleo a la parte que la rodea. Lo mismo ocurre con el átomo. En el átomo, los electrones ocupan el espacio atómico con una distribución de probabilidad, la que tiende a cero más allá (en el exterior) del radio atómico que es de 10^{-10} m.

Para obtener una cantidad relacionada con el radio del átomo, es necesario definir un experimento de medición. Ello significa que el valor del radio dependerá del tipo de experimento que se lleve a cabo para medirlo.

La densidad nuclear tiene una dependencia espacial similar al potencial nuclear. Dentro del núcleo, la densidad es relativamente constante, cayendo rápi-

damente a cero en la superficie. En esa realidad, la corteza del núcleo es definida como la región en la que la densidad pasa aproximadamente del 90 % al 10 % del valor máximo.

3.2. Distribución de carga nuclear

Uno de los procedimientos para determinar el tamaño y la forma del núcleo atómico usa la técnica de dispersión de la radiación. Los detalles observados serán tanto más precisos cuanto más pequeña sea la longitud de onda de la radiación, en todo caso, menor que el radio del núcleo.

Recordemos que la longitud de onda asociada a una partícula de momento lineal p es [8]:

$$\lambda = h/p. \quad (3.1)$$

La densidad nuclear es aproximadamente constante en todo el núcleo y es la misma para todos los núcleos. El número de nucleones por unidad de volumen es aproximadamente constante:

$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \sim \text{constante}. \quad (3.2)$$

Lo que nos lleva a la relación [9, 10]:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (3.3)$$

donde R es el radio del núcleo. Usando las diversas técnicas para medir el radio nuclear se obtiene el valor de R_0 entre 1,2 y 1,25 fm.

3.3. Distribución de la masa nuclear

En una colisión nuclear entran en juego la fuerza nuclear y la fuerza coulombiana. Por tal razón, las colisiones nucleares dan información sobre la distribución de los protones y neutrones.

En la dispersión de partículas α por un núcleo pesado se tendrán dos etapas nítidamente diferenciadas. La primera, cuando las partículas α están sometidas a la repulsión coulombiana; y la segunda, cuando las partículas α entran en el rango de acción de las fuerzas nucleares ejercidas por el núcleo pesado.

En el caso que las partículas α no venzan la barrera coulombiana, la dispersión de las partículas α estará gobernada por la interacción coulombiana. Ello permite calcular la energía límite, para luego obtener el radio nuclear como la distancia mínima a la que se puede acercar una partícula α bajo sólo el campo coulombiano.

Otra forma de medir el radio nuclear es mediante el decaimiento α . Las partículas α salen de los núcleos con una vida media que es una función de la forma de la barrera coulombiana, la que depende de la distribución de la masa nuclear.

Hay una serie de otros métodos para medir el radio de la masa nuclear. Los resultados muestran que éste es el mismo que el radio de la carga nuclear, con una aproximación de 0,1 fm.

3.4. Masa y abundancia nuclear

La masa nuclear es igual a la masa de los nucleones ($Zm_p + Nm_n$) menos la energía de ligadura. Esta última es resultado del juego de la interacción nuclear y la interacción coulombiana. La energía de ligadura es del orden de 10^{-3} respecto al equivalente energético de la masa del núcleo. Por esta razón, el número másico es aproximadamente igual a la masa del núcleo dividido por la masa de un nucleón.

La energía de ligadura se obtiene de la masa de los núcleos. Sin embargo, no se puede medir la masa nuclear; lo que es accesible es la masa atómica. Para medir la masa de un núcleo tendría que contarse con uno sin electrones orbitales, lo que es imposible para casi todos los átomos.

En los espectrómetros, los núcleos que llegan en un haz son separados por una combinación de campos eléctricos y magnéticos, en función de sus masas y cargas iónicas, y son detectados electrónicamente.

La masa nuclear también puede determinarse de reacciones nucleares. En la reacción $x + X \rightarrow y + Y$, se puede medir la diferencia de los valores de la energía cinética, conocido como el valor Q de la reacción y usar la relación

$$Q = m(x) + m(X) - m(y) - m(Y). \quad (3.4)$$

En esta relación, las masa está en unidades de energía, recordando la relación entre masa y energía descubierta por Albert Einstein.

Una técnica moderna de separación usa un láser para aprovechar las diferencias de energía de excitación de los átomos con núcleos de diferente masa. En una primera etapa se trata de irradiar un haz de átomos con rayos láser de una energía precisa para llevarlos a un determinado nivel de energía. Luego, en otra etapa, se usa rayos láser con una energía precisa para ionizar los átomos excitados, pudiendo luego ser desviados por un campo eléctrico, y colectados adecuadamente.

3.5. Energía de ligadura nuclear

La energía de ligadura nuclear es definida como [9, 10]:

$$B = Zm_p + Nm_n - M, \quad (3.5)$$

donde M es la masa del núcleo.

La energía de ligadura promedio, B/A , también llamada energía de empaquetadura, tiene tendencia creciente desde $A = 1$ hasta $A = 60$, a partir de lo cual decrece lentamente. El promedio general es de 8 MeV.

Basado en las propiedades del núcleo se puede deducir una fórmula semi empírica de B .

Como B/A es aproximadamente constante, el primer término será la energía de volumen, $B = a_V A$, donde a_V es una constante, del orden de 8 MeV. La fuerza de ligadura es de corto alcance, por lo que un nucleón interactúa solo con sus vecinos. Por ello, el primer término de B es proporcional al volumen. Sin embargo, los nucleones que se encuentran en la superficie sólo interactúan con los nucleones interiores, por lo que es conveniente añadir el término correctivo, proporcional a la superficie, $-a_S A^{2/3}$.

3.6. Estados nucleares excitados

Como en el caso de los átomos, el núcleo tiene estados excitados, los que resultan de las propiedades nucleares y sus características cuánticas. Los núcleos excitados decaen a estados con menor energía de excitación, tendiendo hacia el estado fundamental.

Los estados excitados de núcleo provienen de la deformación, de la rotación, de las vibraciones, de la interacción de las partículas de valencia con el resto, entre otras propiedades.

Los niveles de excitación nuclear tienen una vida media y formas de decaimiento que dependen de las características del núcleo.

3.7. El deuterón

La naturaleza de la fuerza nuclear se expresa en las propiedades del núcleo. La complejidad del núcleo no permite una visión simple de esa fuerza. En tal sentido, es conveniente comenzar estudiando el núcleo más simple, el compuesto por dos nucleones.

El deuterón, ${}^2\text{H}$, designado también por D, está compuesto por un protón y un neutrón, el más simple sistema ligado de nucleones. Este sistema no tiene un estado excitado ligado; en otras palabras, o se encuentra en su estado fundamental o el protón y el neutrón están separados.

La energía de ligadura del deuterón se puede calcular [3] usando la ecuación (3.5). Con el valor

$$M({}^2\text{H}) = 2,014101789 \pm 0,000000021\text{u},$$

determinada con métodos espectroscópicos, se obtiene

$$B = [M({}^1\text{H}) + m_n - M({}^2\text{H})] = 2,22463 \pm 0,00004 \text{ MeV}.$$

Este valor es pequeño en comparación con la energía de ligadura promedio de los núcleos, el que es de 8 MeV.

3.8. Modelos nucleares

La forma en la que se trata el problema del deuterio no puede aplicarse a los núcleos más pesados, los que cuentan con un número elevado de nucleones. La ecuación de Schrödinger para un número de cuerpos correspondiente a núcleos pesados puede ser tratada sólo por métodos numéricos. Para facilitar el tratamiento del núcleo se recurre a simplificaciones del problema hasta el punto de convertirlo en matemáticamente soluble. Esas simplificaciones se traducen en modelos nucleares.

Examinando las propiedades nucleares se encuentran características similares a las encontradas en los átomos, las que dieron lugar al modelo de capas. Se tiene por ejemplo la energía de separación de protones y la correspondiente a

los neutrones, las que muestran desviaciones de los valores que dan las fórmulas semi empíricas, en forma similar a las variaciones de la energía de ionización [11].

La variación abrupta en la energía de separación ocurre en una capa llena, que corresponden a los llamados números mágicos, los que son Z o $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$.

En el marco del modelo de capas, cada nucleón está sometido a un potencial creado por el resto de nucleones.

En el modelo de capas se escoge un potencial en el que se asume que se mueven los nucleones. Los más simples de los potenciales son el pozo cuadrado de potencial y el potencial armónico simple.

Sin embargo, un potencial más realista que el pozo infinito de potencial y el potencial armónico es el potencial Woods-Saxon [12], expresado por la fórmula

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}, \quad (3.6)$$

donde R y a son el radio medio y el espesor de la corteza nuclear, respectivamente. Estos valores son aproximadamente $R = 1,25A^{1/3}$ fm y $a = 0,524$ fm, respectivamente; V_0 , da cuenta de los valores de la energía de separación del protón y del neutrón, es de 50 MeV. Con este modelo se logra levantar la degeneración de las capas mayores, obteniéndose los números mágicos 2, 8 y 20, pero no resultan los números mágicos mayores [3].

3.9. Potencial espín-órbita

Para lograr los números mágicos experimentales, en 1949, simultáneamente, Maria Goeppert Mayer, Hans Suessy, Hans Jensen y Otto Haxel [13], añadieron el término espín-órbita en forma similar a como se hace en la física atómica. En el caso de los electrones, este término viene de la interacción del momento magnético del electrón con el campo magnético generado por el electrón en movimiento orbital. En el caso del núcleo, el término espín-órbita no viene de la interacción electromagnética, la que no explicaría la tremenda separación de niveles nucleares.

Capítulo 4

Radiactividad

En 1896 Henri Becquerel descubre la radiactividad natural. Pierre y Marie Curie estudian sus propiedades. En 1903, los tres científicos comparten el premio Nobel de física por sus trabajos en las propiedades del radio. Entre las sustancias que presentan el fenómeno de la radiactividad natural están los minerales de uranio y torio, los que tienen una vida media del orden de la edad de la Tierra.

La radiactividad artificial fue provocada por primera vez en 1934 por Frédéric e Irène Joliot-Curie [14]. Estos científicos usaron las partículas α de la radiactividad natural del polonio para bombardear aluminio, produciendo el isótopo ^{30}P (de un núcleo de Fósforo), el que luego emite un positrón.

4.1. Ley de decaimiento radiactivo

En 1903, Ernest Rutherford y Frederick Soddy descubren la ley de decaimiento exponencial de la radiactividad [15]. Si se tiene N núcleos radiactivos en el tiempo t , la variación de N en un tiempo dt está dado por

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (4.1)$$

donde λ es llamada constante de desintegración. De la ecuación (4.1) se obtiene la ley exponencial del decaimiento radiactivo:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4.2)$$

donde N_0 , es el número inicial de núcleos radiactivos (presentes en $t = 0$). El periodo de semidesintegración es el tiempo necesario para que decaiga la mitad de núcleos radiactivos. Por lo tanto, usando la ecuación (4.1) se obtiene

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (4.3)$$

También se define la vida media τ , como el promedio de vida de los núcleos, es decir

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt}. \quad (4.4)$$

De esta integral se obtiene

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (4.5)$$

Una cantidad más práctica es la actividad \mathcal{A} , definida como

$$\mathcal{A} = -dN/dt. \quad (4.6)$$

Esta cantidad se puede medir detectando las partículas que se emiten en los decaimientos.

Usando la ley de decaimiento se logra

$$\mathcal{A}(t) = \lambda N(t) = \mathcal{A}_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.7)$$

La unidad de actividad en el Sistema Internacional de Medidas es el número de decaimientos por segundo, llamado bequerelio (Bq). La antigua unidad para la actividad es el curio (Ci), definida como la actividad de un gramo de radio. La relación entre ambas unidades es la siguiente:

$$1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}.$$

Las leyes exponenciales de decaimiento son aplicables cuando un número N de núcleos radiactivos (1) decae hacia un número de núcleos estables (2). De modo que el número de núcleos presentes es [3]:

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (4.8)$$

$$N_2 = N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}). \quad (4.9)$$

4.2. Activación y decaimiento

La producción de sustancias radiactivas (radioisótopos), usadas en la medicina y la industria, entre otros sectores, se realiza en reactores nucleares o en aceleradores. En un reactor, los núcleos estables capturan neutrones que se producen en la reacción en cadena, en el núcleo del reactor. En el acelerador, los núcleos estables son bombardeados con partículas cargadas que han sido aceleradas a velocidades que, venciendo la repulsión coulombiana, le permiten ingresar al núcleo estable y producir un núcleo inestable.

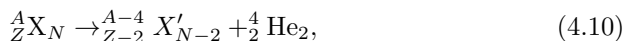
La producción de radioisótopos será en una tasa R que dependerá del número de núcleos blanco (N_0), el flujo o intensidad de partículas incidentes I y de la probabilidad (sección eficaz) de la reacción.

4.3. Tipos de radiactividad

Los tipos más conocidos de radiactividad son la emisión de α , β y γ , respectivamente, por intermedio de los cuales un núcleo activo busca su estabilidad. Los núcleos inestables, dependiendo de sus características, pueden fisiónar, emitir protones, neutrones, entre otras posibilidades.

4.4. Radiactividad α

Rutherford demostró que la radiactividad α está constituida por núcleos de helio (${}^4_2\text{He}_2$) [16]. La reacción puede expresarse como



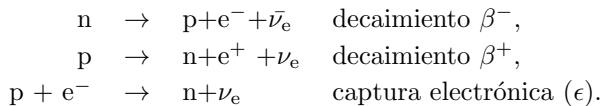
donde X y X' representan los núcleos inicial y final, respectivamente.

4.5. Radiactividad β

En 1934, Enrico Fermi propone la tesis de que la radiación β va acompañada de la emisión de neutrinos [17].

La emisión de electrones (e^-), la emisión de positrones (e^+) y la captura electrónica constituyen la llamada radiactividad β .

Los procesos involucrados son los siguientes:



En los tres procesos hay emisión de un neutrino electrónico (ν_e) o de su correspondiente antipartícula.

4.6. Radiactividad γ

En 1900 Paul Ulrich Villard descubrió que la radiactividad γ consiste en la emisión de rayos electromagnéticos, similar a los rayos X [18]. La energía de los rayos γ es la diferencia entre la energía del estado inicial y la del estado final de núcleo emisor, respectivamente. Este tipo de radiactividad se da en todos los núcleos que tienen un estado excitado ($A > 5$), y generalmente sigue a la emisión α y β .

Las transiciones que dan lugar a la emisión γ son llamadas transiciones isoméricas y a los estados excitados estados isoméricos, o metastables. El tecnecio 99, por ejemplo, en estado metastable, es representado en la forma $^{99}\text{Tc}^m$.

Se tiene también el proceso de conversión interna, en el que un rayo γ es absorbido por un electrón atómico, que abandona su órbita y aparece luego como un electrón libre.

4.7. Fisión espontánea

En 1940 G.N.Flerov and K.A.Petrzhak descubrieron el fenómeno de fisión espontánea en el uranio. En este proceso, un núcleo pesado, en forma espontánea, se parte en dos fragmentos, los que decaen a través de emisión neutrónica, α β o γ .

4.8. Emisión de neutrones

Luego del descubrimiento del núcleo atómico, estaba claro que el número másico A era alrededor del doble del número atómico Z . Ante esta evidente disparidad entre Z y A , en 1920, Ernst Rutherford sugiere la existencia del neutrón [19].

En 1930, Walther Bothe y Herbert Becker [20], bombardeando berilio con partículas α , obtuvieron una radiación muy penetrante pero no ionizante, asumiendo que se trataba de rayos γ de alta energía.

En 1932, James Chadwick [21] planteó la hipótesis de que esa radiación penetrante era de una partícula neutra de masa aproximadamente igual a la del protón, de modo que se le llamó neutrón. Un neutrón de 5,3 MeV, en un choque frontal, transfiere su energía a un protón. Chadwick realizó experimentos adicionales confirmando su hipótesis.

El neutrón libre sufre decaimiento β con 10,6 min de periodo de semidesintegración.

Entre las fuentes de neutrones podemos mencionar:

Fuentes α berilio: Esta fuente usa la reacción



Una fuente de neutrones Pu-Be [22] tiene un espectro de neutrones compuesto de 13 g de plutonio y 7 g de berilio como Pu - B 13 (Densidad $3,7 \text{ gcm}^{-3}$), tienen una energía máxima de aproximadamente 10,5 MeV con máximos de intensidad amplia a 4,0, 7,2 y 9,7 MeV. El rendimiento absoluto de neutrones por encima de 0,5 MeV de energía es $1,2 \times 10^6 \text{ ns}^{-1}$.

Fisión espontánea: Una fuente muy usada es la de ${}^{252}\text{Cf}$. El radioisótopo ${}^{252}\text{Cf}$ se encapsula habitualmente en fuentes compactas, portátiles e intensas de neutrones con una vida media de 2,6 años. Una fuente del tamaño del dedo meñique de una persona puede emitir hasta 10^{11} ns^{-1} [23].

Reacciones nucleares: Usando aceleradores de partículas para bombardear núcleos estables, se puede generar neutrones razonablemente monoenergéticos.

Reactores nucleares: En un reactor nuclear, la reacción en cadena de fisión libera una gran cantidad de neutrones.

Capítulo 5

Interacción radiación-materia

En este capítulo se resumirá el análisis que Faiz M. Khan [6] hace de las diversas formas de interacción ionizante con la materia.

5.1. Interacción fotones-materia

Cuando atraviesan un material, los rayos X o los γ son absorbidos o desviados. Una fracción sigue con la misma dirección.

Así, la intensidad transmitida (I) de rayos monoenergéticos, que logran pasar a través del material sin ser desviados, obedecerá a la ecuación

$$\ln I = -\mu t + \ln I_0, \quad (5.1)$$

de lo que resulta

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu t}, \quad (5.2)$$

donde I_0 es la intensidad del rayo γ al entrar en el atenuador, y t es el espesor del material. El parámetro μ es definido como el coeficiente de atenuación. Si el espesor t es dado en cm, será llamado coeficiente de atenuación lineal (μ_l) y estará dado en cm^{-1} ; si está dado en gm/cm^2 , será llamado coeficiente de atenuación másica (μ_m), y estará en $(\text{gm/cm}^2)^{-1}$. La relación entre μ_l y μ_m será

$$\mu_l = \mu_m \times \rho, \quad (5.3)$$

donde ρ es la densidad del material atenuador.

También se define el coeficiente atómico de atenuación, μ_a , como la fracción de los rayos γ atenuada por un átomo. Esta es obtenida de la relación

$$\mu_a = \frac{\mu_l}{N}, \quad (5.4)$$

donde N es el número de átomos por cm^3 .

La atenuación atómica viene a ser la probabilidad de que un γ interactúe con un átomo del material atenuador. Se le llama también sección eficaz microscópica, mientras que el coeficiente lineal es llamado sección eficaz macroscópica, (Σ).

5.2. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico, descubierto por Albert Einstein en 1905 [24], ocurre cuando un fotón es absorbido por un electrón ligado, el que sale con una energía cinética expresada por la relación

$$E_{\text{fe}} = h\nu - \phi, \quad (5.5)$$

donde ϕ es la energía de ligadura del electrón.

Este tipo de interacciones se produce con electrones en la capa K, L, M, o N, tras lo cual los átomos quedan excitados. Los electrones expulsados del átomo dejan vacancias en sus capas, las que son ocupadas por electrones de orbitales externos, emitiéndose rayos X característicos.

También pueden emitirse electrones Auger, es decir electrones monoenergéticos producidos por la absorción de rayos X característicos dentro del mismo átomo. El efecto Auger (emisión de electrones secundarios desde el átomo) fue descubierto en 1922 por Lise Meitner y luego por Pierre Auger [25].

La sección eficaz de la reacción fotoeléctrica es aproximadamente proporcional a Z^3/E^3 . Por la dependencia que aumenta con Z , el plomo es un buen blindaje de radiación γ s.

La dependencia de Z sirve de base para las aplicaciones en radiodiagnóstico. La diferencia en Z de tejidos como hueso, músculo y grasa produce la diferencia en la atenuación de rayos X por parte de esos tejidos, siempre que el efecto fotoeléctrico sea el modo principal de interacción. Estas diferencias son explotadas usando materiales de contraste.

La distribución angular de los electrones emitidos en procesos fotoeléctricos depende de la energía de los fotones. Para bajas energías, los fotoelectrones son emitidos principalmente a 90° respecto a la dirección de los fotones incidentes. A medida que aumenta la energía, los fotoelectrones son emitidos cada vez más en dirección de los rayos X.

5.3. Dispersión Compton

La dispersión Compton, fenómeno descubierto por Arthur Compton en 1923 [26], es una dispersión elástica -en la que se conserva la energía cinética de las partículas que intervienen- entre el fotón y un electrón atómico que, por su baja energía de ligadura, puede ser considerado libre. Otra aproximación es que el electrón está en reposo. En el análisis, esta dispersión es equivalente al choque de dos partículas. Si el fotón llega con la energía $h\nu$ (hc/λ) y un momento lineal $h\nu/c$ ($h\lambda$), después de la colisión, el electrón tendrá una energía $h\nu'$ (hc/λ'), un momento $h\nu'/c$ ($h\lambda'$) y un ángulo θ respecto a la dirección incidente. Después del choque, el electrón tendrá una energía cinética E , dirección representada por el ángulo ϕ , respecto a la dirección del fotón incidente.

De las relaciones de conservación de energía y momento, se deduce que las cantidades iniciales y finales características del fotón y el electrón están relacionadas por las siguientes fórmulas:

$$E = h\nu \frac{\alpha(1 - \cos\phi)}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad (5.6)$$

$$h\nu' = h\nu \frac{\alpha(1 - \cos\phi)}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad (5.7)$$

$$\cos\theta = (1 + \alpha)\tan\phi/2, \quad (5.8)$$

donde $\alpha = h\nu/m_0c^2$, y m_0c^2 es la masa en reposo del electrón.

Como el efecto Compton se esquematiza como la interacción de un fotón con un electrón libre, la energía del electrón debe ser mayor que la energía de ligadura del electrón. Sin embargo, la probabilidad del efecto Compton también disminuye cuando aumenta la energía del fotón.

El efecto Compton es dominante para valores bajos de Z y para fotones con valores de energía entre 0,2 MeV y algunos MeV.

Como el efecto Compton involucra electrones libres del material absorbente, este efecto es independiente del número atómico Z . Aunque el número de electrones por gramo de los elementos decrece lentamente con Z , la mayoría de los

materiales, con excepción del hidrógeno, puede ser considerada como que tiene el mismo número de electrones por gramo.

Por todo ello, si los fotones tienen una energía donde sólo es posible el efecto Compton, la atenuación será independiente del material de igual espesor másico, expresado en gcm^{-2} . Esto significa que un cm de hueso atenuará más que un cm de tejido blando, dado que el hueso es más denso.

El electrón dispersado constituye una partícula ionizante primaria producida por los fotones. Los fotones de alta energía pierden una elevada fracción de ésta, lo que facilita el trabajo de blindaje.

5.4. Producción de pares

Debido al intenso campo eléctrico que existe en las cercanías del núcleo atómico, un rayo γ con energía mayor que $2m_0c^2$ ($=1,02$ MeV), donde m_0 es la masa en reposo del electrón, puede desaparecer y dar lugar a un electrón y un positrón. Este fenómeno fue descubierto por Patrick Blackett, lo que le valió el premio Nobel de física de 1948.

Si se pasa por alto la energía de retroceso del átomo, la energía total del par positrón-electrón será

$$Ek_{e^+e^-} = h\nu - 2m_0c^2, \quad (5.9)$$

donde ν es la frecuencia del γ incidente.

Debido a que la producción de pares se debe a la interacción electromagnética entre el γ y el núcleo, la probabilidad para que ocurra crece con Z . La probabilidad o sección eficaz de producción de un par positrón-electrón es aproximadamente proporcional a $Z^2 + Z$.

La sección eficaz crece con la energía del fotón entre 1,02 MeV y 5 MeV; y, a mayores energías crece proporcional al logaritmo de la energía del fotón.

5.5. Dispersión coherente

La dispersión coherente -también conocida como dispersión clásica o dispersión Rayleigh- es producida cuando los rayos X pasan cerca de electrones haciéndolos oscilar, fenómeno que provoca emisión de radiación con la misma frecuencia que la radiación incidente.

En consecuencia, no hay diferencia entre la energía incidente y la energía emergente y, por lo tanto, no hay absorción de energía por el medio. El único efecto es la dispersión del fotón en ángulos pequeños.

La dispersión coherente es probable para fotones de baja energía y en materiales de número atómico elevado.

5.6. Combinación de efectos

Considerando las cuatro reacciones arriba señaladas, resulta un coeficiente de atenuación total μ_t dado por

$$\mu_t = \mu_{fe} + \mu_{cs} + \mu_{pp} + \mu_{coh}, \quad (5.10)$$

donde μ_{fe} , μ_{cs} , μ_{pp} y μ_{coh} son los coeficientes de atenuación fotoeléctrica, por efecto Compton, por producción de pares, y dispersión coherente, respectivamente.

La dispersión coherente es significativa para fotones de muy baja energía (< 10 keV) y materiales de Z elevado.

El coeficiente de atenuación es alto para bajas energías y números atómicos elevados, debido al dominio de efecto fotoeléctrico.

El coeficiente de atenuación decrece rápidamente con la energía hasta que el efecto Compton se convierte en predominante. En esta región, los coeficientes de atenuación fotoeléctrica y Compton para el agua y el plomo coinciden debido a su independencia de Z . El coeficiente de atenuación sigue decreciendo con la energía hasta que la producción de pares comienza a imponerse, lo que ocurre para valores de energía mucho mayores que la energía umbral de 1,02 MeV.

El coeficiente total de atenuación es usado en cálculos de blindaje.

La ecuación (5.6) considera la energía que pierde el fotón por unidad de distancia del material absorbente. El coeficiente de absorción de energía está dado por

$$\mu_e = \mu_{fe} + \mu_{ce} + \mu_{pp} \left(\frac{h\nu - 1,02MeV}{h\nu} \right), \quad (5.11)$$

el que es usado en el cálculo de dosis.

5.7. Interacción electrón-materia

Un electrón que ingresa a un material interactúa con los núcleos atómicos y los electrones mediante la interacción electromagnética, en particular con la coulombiana. La intensidad de esta interacción con los componentes del átomo depende del parámetro de impacto (b) en relación con el tamaño del átomo (a). Ver Ref. [5].

Si $b \gg a$, el electrón incidente interactuará blandamente con el átomo como un todo y serán muy poco desviado.

5.8. Interacción electrón-electrones orbitales

Si $b \approx a$, se tendrá una transferencia significativa de energía del electrón incidente a los electrones orbitales. Si la transferencia es débil habrá excitación electrónica. Si es fuerte se producirá ionización del átomo. En ambos casos el electrón perderá energía cinética, dando lugar al concepto de poder de frenado. El reordenamiento electrónico en los niveles desocupados por ionización o excitación producirá emisión de rayos característicos de cada átomo, los que forman parte de los rayos X.

5.9. Interacción electrón-núcleo

Si $b \ll a$, se producirá una fuerte interacción entre el electrón incidente y el núcleo. El electrón será sometido a una fuerte aceleración, por lo que emitirá radiación de frenado o radiación bremsstrahlung. Esta radiación de frenado será otra componente de los rayos X.

De acuerdo a la relación de Larmor, una partícula con carga q y aceleración a emite energía en forma de fotones con la potencia

$$P = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}. \quad (5.12)$$

5.10. Poder de frenado

Como producto de las interacciones arriba descritas, al ingresar a un material, el electrón incidente pierde energía dE_K en un intervalo de distancia dx , dando lugar a la definición de poder lineal de frenado:

$$S_{\text{tot}} = \frac{dE_K}{dx}. \quad (5.13)$$

El poder lineal de frenado depende de la densidad del material (ρ). El hielo, el agua o el vapor de agua no tienen el mismo poder de frenado. Para tener una cantidad independiente de la densidad del material se define el poder másico de frenado:

$$\frac{S_{\text{tot}}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE_K}{dx}. \quad (5.14)$$

El daño sobre un material es producido por la ionización de los átomos, los que disgregan las moléculas y, eventualmente las células. Por esa razón el poder de frenado total se expresa como la suma del poder de frenado de colisión S_{col} y el poder de frenado de radiación (S_{rad}).

$$S_{\text{tot}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}}. \quad (5.15)$$

Resolviendo esta ecuación puede calcularse el rango del electrón, R , es decir la distancia en la que pierde toda su energía cinética.

Asimismo se puede deducir el rendimiento de radiación Y

$$Y = \frac{E_{\text{rad}}}{E_i}, \quad (5.16)$$

donde E_{rad} es la energía emitida por radiación y E_i es la energía de electrón incidente.

5.11. Transferencia lineal de energía

El poder de frenado está relacionado con la pérdida de energía de la partícula cargada. Parte de esta energía es impartida al material. La energía absorbida $d\varepsilon$ en el intervalo de distancia dx , da lugar a la definición de la transferencia lineal de energía:

$$\text{LET} = \frac{d\varepsilon}{dx}. \quad (5.17)$$

5.12. Poder de frenado restringido

Algunos de los electrones arrancados del átomo por un electrón incidente pueden tener energía suficiente para que arranquen otros electrones en un trayecto significativamente largo. Estos llamados electrones delta se unen a los incidentes como parte de la radiación ionizante.

Ello induce a definir el poder de frenado restringido (S_{Δ}), el que toma en cuenta el poder de frenado de colisión que incluye las colisiones de los electrones delta con energías menores que Δ .

Capítulo 6

Protección radiológica

E.B. Podgorsak, a pedido del Organismo Internacional de Energía Atómica, editó un manual para profesores y alumnos de física para la radiooncología [4]. En este capítulo se tomará algunos aspectos de ese trabajo.

6.1. Cantidades relacionadas con la dosimetría

El grado de intensidad de los efectos de la radiación depende, en primer lugar, de la fluencia de partículas, que de una manera simplificada puede definirse como el número de partículas (dN) que inciden sobre una esfera de área transversal dA , dividida por esa área:

$$\Phi = \frac{dN}{dA}. \quad (6.1)$$

Si estas partículas en total tienen energía cinética total dE , la fluencia de energía será:

$$\Psi = \frac{dE}{dA}. \quad (6.2)$$

Para las partículas indirectamente ionizantes con energía $h\nu$ con coeficiente de atenuación μ , el coeficiente transferencia de energía será:

$$\mu_{\text{tr}} = \mu \frac{\bar{E}_{\text{tr}}}{h\nu}, \quad (6.3)$$

donde \bar{E}_{tr} es el promedio de la energía transferida a las cargas del material atenuador.

El coeficiente de absorción de energía será

$$\mu_{\text{ab}} = \mu \frac{\bar{E}_{\text{ab}}}{h\nu}, \quad (6.4)$$

donde \bar{E}_{ab} es el promedio de la energía depositada por las cargas en el material atenuador.

Con estos coeficientes se define la fracción radiativa (g), mediante la relación

$$\mu_{\text{ab}} = \mu_{\text{tr}}(1 - g). \quad (6.5)$$

Debe tomarse en cuenta que los efectos de la radiación en los tejidos dependen de la energía absorbida y del tipo de tejido que la absorbe. En tal sentido, es conveniente definir las magnitudes que permiten evaluar los efectos de la radiación sobre los tejidos.

6.2. Dosis

Vamos a definir los diversos tipos de dosis que toman en cuenta los efectos de la radiactividad en los tejidos.

Dosis absorbida: Los daños de la radiación sobre un tejido depende de la energía que absorbe por unidad de masa, es decir de la dosis impartida al tejido, la que se define con la expresión

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}, \quad (6.6)$$

donde \bar{E}_{tr} es la energía promedio transferida por la radiación indirectamente ionizante a los electrones en un elemento de volumen con masa dm .

La unidad correspondiente en el sistema internacional (SI) de la dosis absorbida es el gray (Gy), definido como julios (J) por kilogramo (kg):

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}. \quad (6.7)$$

El Gy ha reemplazado al rad (Radiation Absorbed Dose). La relación entre ellos es la siguiente:

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ ergs/g} = \frac{1 \text{ Gy}}{100}. \quad (6.8)$$

Los efectos dañinos de la radiación sobre los tejidos humanos dependen del tipo de radiación ionizante. Por ello se ha definido la dosis equivalente, como la dosis absorbida en un órgano o tejido multiplicada por el correspondiente factor de ponderación de la radiación W_R , es decir:

$$W_{T,R} = W_R D_{T,R}, \quad (6.9)$$

donde $D_{T,R}$ es el promedio de la dosis absorbida en el órgano o tejido T y W_R es el factor de ponderación de la radiación R . La unidad de la dosis equivalente es el sievert (Sv) expresadas en J/kg.

Además, la probabilidad de efectos nocivos debido a una dosis equivalente depende del tipo del órgano irradiado. Por este motivo se define la dosis efectiva, como la suma de las dosis equivalentes en tejido, multiplicada cada una por el factor de ponderación apropiado para el tejido correspondiente:

$$E = \sum_T W_T H_T, \quad (6.10)$$

donde H_T es la dosis equivalente en el tejido T y W_T es el factor de ponderación para el tejido T . Si bien las unidades de la dosis efectiva, como la dosis equivalente y la dosis absorbida es J/kg, para diferenciarla, la dosis efectiva se expresa en sievert (Sv).

Cuando se trata de evaluar los efectos de la radiación sobre un grupo de personas es necesario definir la dosis colectiva, como la dosis total que recibe una población, determinada multiplicando el número de personas por la dosis promedio de radiación. La unidad de dosis colectiva es el sievert-hombre (Sv-hombre).

6.3. Dosimetría personal

Los lugares en los que el personal está potencialmente expuesto a la radiación deben contar con un sistema de monitoreo. Debe conocerse las dosis que podría recibir normalmente un trabajador en esas áreas.

En tal sentido, se designan como áreas supervisadas si la dosis anual para un individuo puede exceder un décimo, pero no más de tres décimos de un límite relevante de dosis. Las áreas en las que puede recibirse dosis que excedan tres décimos de la dosis límite relevante serán designadas como áreas controladas.

6.4. Dosimetría externa

Se define como dosimetría externa a la medición de dosis debido a fuentes externas al cuerpo del trabajador. Para ello el trabajador usa dosímetros portables.

La dosimetría externa o interna trata de determinar la dosis efectiva acumulada por los trabajadores.

6.5. Exposición

Si se tiene una fuente radiactiva, ésta genera una exposición, X , la que se mide como la carga eléctrica Q generada dividida entre la masa m de aire en que se produce, es decir,

$$X = \frac{Q}{m}, \quad (6.11)$$

donde Q está dada en culombios y m en kilogramos. La unidad de exposición sería 1 culombio de carga por kg de aire:

$$1 \text{ unidad } X = 1 \text{ C/kg de aire.} \quad (6.12)$$

Esta unidad es adoptada por la facilidad para medir la ionización en el aire inducida por la radiación. Pero ello es cierto para rayos con energías entre algunos keV y unos 3 MeV. Para valores mayores de energía se usa las unidades de vatios por segundo y por m^2 .

Algunos profesionales siguen usando la antigua unidad de exposición, el *roentgen* (R), que es la exposición que da lugar una carga de ionización de una unidad electrostática (SC) en un cm^3 de aire. Entonces

$$1 \text{ R} = \frac{1 \text{esu}}{0,001293\text{g}} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C/kg.} \quad (6.13)$$

Si la fuente de actividad \mathcal{A} emite γ s de varios valores de energía y de intensidad, y se encuentra a la distancia d del cm^3 de aire donde se mide la exposición, entonces la razón de exposición será

$$\frac{\Delta X}{\Delta t} = \Gamma \frac{\mathcal{A}}{d^2}, \quad (6.14)$$

donde Γ es la constante específica de rayos γ , que depende de características de emisión γ de cada radionucleido, como la fracción de rayos γ con cada energía y el poder de ionización para esa energía.

6.6. Medición de la exposición

Para medir la exposición, de acuerdo a la definición, se considera un volumen de aire y un sistema eléctrico de colección de cargas generadas en la ionización. Esto debe ser de tal forma que sólo las cargas primarias sean colectadas. Para ello, el volumen de aire es sometido a un campo eléctrico suficientemente débil, como para no dar lugar a la colección de cargas secundarias, y suficientemente intenso, como para coleccionar iones antes de su recombinación.

De la corriente eléctrica se deduce el número de iones generados por la interacción con la radiación X o γ . De esta corriente se deriva entonces la tasa de dosis.

En el diseño de un sistema de medición de la exposición como el que hemos mencionado debe asegurarse que toda la energía se disipe en el volumen de aire.

Entre los sistemas de medición de exposición se tienen las cámaras de ionización, consistentes esencialmente de dos placas paralelas entre las que se tiene el volumen de aire.

Estas cámaras de ionización son de dimensiones de decenas de cm. Para fines prácticos se cuenta con instrumentos portátiles, los que contienen material con un comportamiento similar al del aire comprimido. Estos instrumentos de algunos centímetros de longitud sirven para uso de campo. Esta cámara de ionización de bolsillo funciona como condensador. Ante el paso de la corriente varía el voltaje en una cantidad que es proporcional a la exposición de radiación.

Los dos tipos de instrumentos que acabamos de mencionar son elaborados tomando en cuenta las energías de la radiación.

6.7. Relación entre exposición y dosis

La absorción de energía de la radiación es aproximadamente proporcional a la densidad electrónica del medio.

Dado que la exposición está medida por la absorción en el aire, cuya unidad corresponde a 34 Gy en aire, y la dosis es la absorción por un tejido, entonces en un punto de tejido, la tasa de dosis será

$$\dot{D} = 34 \frac{\left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_{\text{m}}}{\left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_{\text{a}}} \dot{X} \text{ (Gy/s)}, \quad (6.15)$$

donde m y a corresponden al medio y al aire, respectivamente.

Entre 0,1 y 10 MeV, la absorción se da por interacción Compton y la sección eficaz de esta interacción depende de la densidad electrónica del medio absorbente, por lo que la tasa de dosis es aproximadamente constante. Para valores menores de energía, la interacción es predominantemente fotoeléctrica, cuya sección eficaz aumenta con el número atómico del medio absorbente.

6.8. Kerma

El daño sobre un tejido debido a la radiación depende de la energía absorbida localmente en el tejido. Por ello debe diferenciarse el kerma, que mide la energía cinética transferida a los electrones periféricos, y la dosis, referida a energía absorbida por kg de masa.

Un fotón o un neutrón pueden transferir su energía a una partícula cargada del tejido y ésta luego deposita su energía en el tejido.

En ese marco se define el kerma como

$$K = \frac{d\bar{E}_{\text{tr}}}{dm}, \quad (6.16)$$

donde \bar{E}_{tr} es la energía promedio transferida por la radiación indirectamente ionizante a los electrones en una elemento de volumen con masa dm .

A la entrada de los fotones en un medio, el kerma será mayor que la dosis absorbida. A cierto grado de penetración se alcanza la condición de equilibrio de partículas cargadas (EPC), cuando cada partícula que lleva cierta energía de un elemento de volumen es reemplazada por otra partícula idéntica que introduce la misma cantidad de energía. Si existe la condición CPE, la dosis es igual al kerma ($D = K$), siempre y cuando la radiación bremsstrahlung producida por las partículas secundarias sea mínima.

6.9. Materiales para dosimetría

La radiación no se puede ver, escuchar ni oler. Para detectarla se usa instrumentos diseñados tomando en cuenta el tipo de interacción de la radiación con materiales apropiados a esa radiación. Hay diversos tipos de medidores de radiactividad y de dosis. Ver Fig. 6.1.

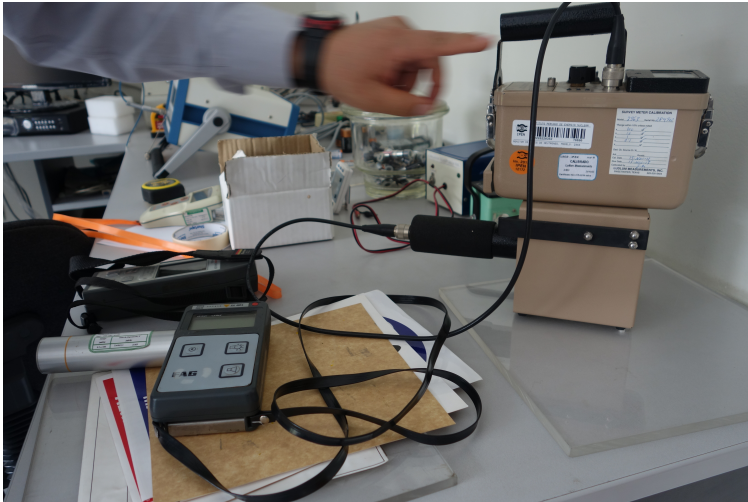


Figura 6.1: Diversos tipos de detectores de radiactividad con los que cuenta el Laboratorio de Patrones Secundarios del IPEN.

Los dosímetros se basan en la radiosensibilidad de algunos materiales. Para medir bajas dosis, se usa materiales cuyos cambios ante la radiación pueden ser puestos en evidencia después de procesarlos en un laboratorio (detectores pasivos).

Entre ese tipo de materiales se tiene las emulsiones fotográficas, materiales termoluminiscentes (TL) y radiofotoluminiscentes (TRL), los que son usados para dosimetría personal. Los vidrios TLD y TLR emiten luz bajo la influencia de calor y radiación ultravioleta, respectivamente.

La respuesta de los materiales depende del rango en energía. Por ello, algunos dosímetros cuentan con varios componentes. Si se trata de medir la radiación a la que el usuario está expuesto, puede usarse varios detectores.

Los medidores de radiación deben ser calibrados, de modo que los resultados de sus mediciones estén en un rango determinado por la Autoridad Nuclear. Para ello, el Instituto Peruano de Energía Nuclear cuenta con un Laboratorio de Patrones Secundarios. Ver Fig. 6.2.

6.10. Medición de exposición externa

Para dosimetría de cuerpo entero debe colocarse el dosímetro sobre la vestimenta entre el cuello y la cintura. Si se usa vestimenta protectora, el dosímetro



Figura 6.2: El Laboratorio de Patrones Secundarios del IPEN garantiza que los medidores de dosis se encuentren adecuadamente calibrados. Foto IPEN.

debe colocarse debajo de esa con cara al exterior, evitando que sea cubierta por objetos metálicos.

Los dosímetros personales no deben ser expuestos a máquinas de inspección con rayos X o usados durante exposiciones médicas o para monitoreo estático.

6.11. Dosímetros de película

Los dosímetros de película son similares a las películas de fotografía y son portátiles. Se usan desde los años 40, sobre todo para medir la irradiación en todo el cuerpo. Una película es colocada en una placa portadora que contiene varios filtros metálicos que permiten estimar la dosis y la energía de la radiación.

Las películas de la placa portadora deben ser cambiadas mensualmente, debido a que son afectadas por los cambios de humedad y temperatura. Las películas tienen dos emulsiones de sensibilidad rápida o lenta.

Los dosímetros de película son usados contando con uno de control colocado fuera del campo de radiación, de modo que pueda tomarse en cuenta modificaciones por temperatura o humedad.

La plaquita portadora es colocada normalmente a la altura del esternón, salvo otras directivas del oficial de seguridad. No debe dejarse el dosímetro de película en lugares con radiactividad o a la intemperie donde llegan las radiaciones cósmicas.

La lectura de los dosímetros es llevada a informes que se ponen en conocimientos del oficial de seguridad, el que debe tomar las medidas en caso de anormalidades.

Las ventajas de los dosímetros de película son su bajo costo, la facilidad de manipularlos y de procesarlos. Sus desventajas comprenden el hecho que debe esperar el procesamiento para leerlos y que son sensibles a la humedad, la temperatura y la luz que puede filtrarse. Para evitar la exposición a la luz, las emulsiones deben protegerse con papel. La imagen latente de una película no desarrollada se deteriora con el tiempo, limitando su uso a períodos de 3 meses. Una vez revelada, la información permanece.

Otra desventaja de los dosímetros de película es su baja sensibilidad a bajas energías.

Por otro lado, los dosímetros de película revelados pueden archivarse por años pudiendo ser consultado tiempo después de recibida la dosis. Esto puede ser útil en cuestiones legales, de comprobación de irradiación.

La desventaja de los dosímetros de película es que no son equivalentes al tejido, de modo que la dosis que miden no es muy cercana a lo que recibe el tejido.

6.12. Dosímetros termoluminiscentes

Los dosímetros termoluminiscentes (TLD) son bastante usados para detectar rayos X y rayos γ y para uso personal, en forma similar que los dosímetros de película. Los materiales termoluminiscentes son materiales fosforescentes, los que absorben energía de la radiación ionizante y la almacenan por mucho tiempo.

Al paso de la radiación, los átomos se excitan. En principio debería producirse una desexcitación inmediata; sin embargo, las impurezas introducidas sirven de trampas que les impide la desexcitación a temperatura ambiente.

La liberación se produce cuando el detector se le calienta a la temperatura de 100 o 200°C. La intensidad de la luz es función de la dosis recibida por el material fosforescente.

Los TLD tienen una sensibilidad dependiente de la energía. Entre los materiales fosforescentes usados en dosimetría sin mucha dificultad están el fluoruro de litio (LiF) y el litio borado. Para interpretar la dosis registrada puede que, eventualmente, sea necesario conocer la energía de la radiación.

La mayor desventaja del TLD es que no proporciona un registro permanente, como sí lo hace la película. El costo inicial del TLD es alto, aunque se compensa

porque puede ser reutilizado. En este sentido, existe la desventaja de que la información anterior se pierda con la reutilización.

El TLD es usado generalmente para monitorear la exposición de todo el cuerpo a la radiación β , X y γ .

El tamaño pequeño permite darle una serie de usos muy particulares, como por ejemplo medir dosis en el cristalino, colocando el TLD en los lentes. Puede ser usado en la mano como anillo, lo que es apropiado para los que manipulan sustancias radiactivas en medicina nuclear.

Los TLDs son materiales equivalentes al tejido y su lectura es más representativos de la dosis recibida.

6.13. Dosímetros de luminiscencia ópticamente estimulada

Los dosímetros de luminiscencia ópticamente estimulada (OSL) son similares a los TLD, con la diferencia de que en las que la liberación de energía se logra calentado el dosímetro con luz láser, en lugar de calor.

Los OSL permiten liberar la energía en forma de luz al mismo tiempo que la irradiación, la que es transportada a través de una fibra óptica.

Este sistema es muy apropiado para una dosimetría *in vivo* en procesos de radioterapia.

6.14. Dosímetros semiconductores

Los dosímetros semiconductores tipo p de silicio son usados *in vivo* en radioterapia, por ser poco afectados por la radiación y tener baja corriente de oscuridad (corriente que existen sin necesidad de radiación). Estos dosímetros colectan una corriente proporcional a la dosis. Son pequeños en comparación con una cámara de ionización.

6.15. Dosímetros MOSFET

Los dosímetros MOSFET (metal-oxide semiconductor field effect transistor), cuya tensión umbral depende de la dosis absorbida. Por su pequeño tamaño son convenientes para dosimetría *in vivo*. La dosis incorporada puede medirse

durante o después de la irradiación. La desventaja es que no tienen una larga vida útil.

6.16. Dosímetros de lectura directa

Existen detectores compactos y livianos que permiten una medición inmediata. También se les llama detectores activos. Estos detectores no tienen una buena respuesta de energía. Tampoco ofrecen buena respuesta a la radiación β . Son generalmente cámaras de ionización, contadores Geiger y detectores de estado sólido. También sirven como monitores de área.

Para medir dosis equivalente con la aproximación requerida por detectores pasivos, se ha desarrollado dosímetros personales electrónicos (DPE), incorporando detectores de estado sólido con compensación de energía.

Estos detectores generalmente son usados para medir la dosis recibida durante la visita a un laboratorio donde existen fuentes radiactivas.

6.17. Cámaras de ionización de bolsillo

Cuando se desea conocer inmediatamente la dosis recibida se puede usar las cámaras de ionización de bolsillo. La desventaja de este tipo de monitor es que requiere calibración diaria y, si la dosis excede el rango del dosímetro, no se puede determinar la cantidad de exposición adicional. Estos detectores son frágiles y sólo detectan rayos X y γ .

Las cámaras de ionización de bolsillo se usan para cortos períodos, como el que toma una visita a un laboratorio. El dosímetro puede leerse con ayuda de luz sobre el cargador o colocando el dosímetro contra la luz.

Las ventajas es que fácil de portar y es recargable. La desventaja de estos detectores es que un mal contacto o una caída pueden borrar la información.

6.18. Usos de dosímetros de lectura inmediata

Los dosímetros de lectura inmediata son complementarios a los dosímetros pasivos. Son valiosos para poner en alerta en caso de exposiciones elevadas. Son recomendables para trabajadores que trabajan con alto riesgo.

Los dosímetros de lectura inmediata miden dosis bajas como $1 \mu\text{Sv}$, lo que significa una sensibilidad 10 veces mayor que los dispositivos pasivos. Un uso frecuente puede ayudar a determinar las etapas de los procesos que tienen una

mayor contribución a la dosis. Algunos dosímetros directos pueden contar con una alarma de alta tasa de dosis.

6.19. Dosimetría biológica

La radiación del cuerpo produce pequeños cambios, los que pueden detectarse con diversas técnicas. Estas técnicas, que tienen una baja sensibilidad, son aplicadas después de ocurrida la exposición. Entre los indicadores se pueden mencionar liberación de bioquímicos por ciertos órganos irradiados, cambios de estado de algunas partes del cuerpo, como uñas y huesos, los que pueden ser detectados con instrumentos de resonancia magnética electrónica. También se observa reducción del diámetro del cabello, anomalías de esperma y reducción de algunas células de la sangre. También se observa la reducción del número de linfocitos unos días después de irradiación aguda con más de 0,5 Sv.

Una estimación más confiable está basada en las aberraciones cromosómicas causadas en las células de la sangre. Los linfocitos son tratados con sustancias químicas que estimulan la división celular y permiten ver los cromosomas con microscopio. Se observan unas 500 células de sangre y se determinan el número de cromosomas dicéntricos (D), es decir cromosomas con dos centrómeros. El número depende de la dosis.

6.20. Monitores de área

Se trata de detectar dos tipos de exposición potencial: exposición externa debida a fuentes, y exposición interna generada por materiales capaces de penetrar el cuerpo.

Los instrumentos que sirven de monitores de área son de cuatro tipos: i) medidores de tasa de dosis, usados para medir la exposición externa potencial, ii) dosímetros que permiten medir la exposición acumulada, iii) medidores de contaminación de superficie, iv) medidores de aerosoles, que miden la exposición interna potencial debido a sustancias radiactivas en la atmósfera.

6.21. Medidores de tasas de dosis

Los medidores de tasa de dosis absorben la energía de radiación penetrante; entrega información sobre la tasa a la cual el tejido puede estar expuesto.

Un buen instrumento puede proporcionar tasas de dosis equivalentes de μSv por hora ($\mu\text{Sv/h}$) y responder a la radiación γ , X o β .

Es necesario tener en cuenta que los medidores de tasas de dosis no dan buena respuesta a cambios muy rápidos o pulsados de tasa de dosis. Lo más apropiado es contar con medidores integradores de tasas de dosis.

6.22. Principios de protección radiológica

El objetivo de la protección radiológica es minimizar los riesgos que conlleva el uso de radiación ionizante. Con ese mismo objetivo, los Estados son los encargados de fiscalizar las actividades relacionadas con la radiación ionizante.

A continuación, se encontrará algunos principios básicos de protección radiológica y los límites de dosis que contiene el Reglamento de Protección Radiológica vigente en el Perú [27].

Los principios básicos de la protección radiológica son: la justificación, la optimización y la limitación.

El principio de justificación se refiere a que ninguna práctica de irradiación debe ser realizada a menos que ello signifique beneficio para los pacientes expuestos, o para la sociedad. Para justificar una irradiación, el beneficio debe ser mayor que el daño

El principio de la optimización se refiere a la selección del procedimiento óptimo, es decir aquel que signifique la menor dosis recibida. El valor de las dosis individuales, el número de personas expuestas y la probabilidad de ocurrencia de exposiciones deben ser mantenidos tan bajos como razonablemente sea posible.

Para manipular sustancias altamente radiactivas, es necesario usar brazos mecánicos en celdas blindadas con ventana de vidrio plomado. Ver Fig. 6.3.

En la determinación de ese nivel tan bajo como sea posible debe considerarse las condiciones económicas y sociales. El blindaje de protección debe calcularse de acuerdo al riesgo y las posibilidades económicas del centro. No podríamos exagerar poniendo, por ejemplo, 3 metros de plomo de blindaje en una facilidad de rayos X. Ello se logra estableciendo límites en las dosis de los individuos o en el riesgo de exposiciones potenciales, evitando las innecesarias.

El principio de limitación se refiere a que ninguna práctica de irradiación deberá realizarse si se va a sobrepasar los límites establecidos por la Autoridad Nacional. En el Perú la Autoridad es el Instituto Peruano de Energía Nuclear.

Otro objetivo de la protección radiológica está relacionado con los efectos determinísticos y no determinísticos. La protección radiológica sólo puede redu-



Figura 6.3: Celda de manipulación de sustancias activadas en el reactor RP-10 de Huarangal, Lima, Perú. Foto IPEN.

cir la probabilidad de los efectos no determinísticos. En el caso de los efectos determinísticos, se trata de evitar llegar al umbral a partir del cual se dan esos efectos. Para ellos se establece límites de dosis efectiva.

La protección radiológica requiere clasificar a los individuos en: personal ocupacionalmente expuesto -el que conscientemente y por motivos de trabajo se exponen a la radiación- y público -el que no recibe beneficio directo-. En el caso de radiodiagnóstico, el paciente es considerado como el individuo que recibe un beneficio directo de la irradiación.

En la práctica deberá evaluarse la justificación de la irradiación. El médico deberá considerar otros métodos de diagnóstico y tomar en última opción aquella que signifique irradiación. Asimismo, deberá buscar el procedimiento que minimice la dosis y obtener una buena imagen. No se puede bajar la dosis que signifique una imagen de mala calidad, porque finalmente conlleva la toma de otra placa que incrementa innecesariamente la dosis que recibe el paciente.

El principio de limitación no existe para los pacientes. Actualmente se han establecido niveles de referencia que depende de cada tipo de exámenes.

Para la protección del ser humano en diagnóstico con rayos X se toma en cuenta que debe irradiarse lo mínimo posible para lograr los objetivos del proceso.

Veamos los límites de dosis que establece el Reglamento de Seguridad Radiológica vigente en el Perú.

Personal ocupacionalmente expuesto: La dosis de los trabajadores ocupacionalmente expuestos debe limitarse de modo que no excedan:

- 20 mSv de dosis efectiva en un año, como promedio, en un período de 5 años consecutivos.
- 50 mSv de dosis efectiva en un año, siempre que no sobrepase 100 mSv en 5 años consecutivos.
- 150 mSv de dosis equivalente en un año, en el cristalino.
- 500 mSv de dosis equivalente en un año, para piel y extremidades.

Para personal que trabaja en radiodiagnóstico, en la sala de control, la medición de la dosis se realiza con un dosímetro de cuerpo entero. Si se trabaja en radiología intervencionista o con fluoroscopia se deberá usar dosimetría de cristalino, por lo menos, para descartar una actividad continua. El personal que manipula fuentes deberá usar dosímetro en la muñeca; y el personal de medicina nuclear deberá usar dosímetro en los dedos. La forma dependerá entonces de la actividad.

Aprendices y estudiantes: Para aprendices de 16 a 18 años en situación de capacitación para trabajar con radiaciones y de estudiantes de 16 a 18 años que utilicen radiaciones en el curso de su formación, los límites de dosis son:

- Una dosis efectiva de 6 mSv en un año.
- Una dosis equivalente al cristalino de 50 mSv en un año.
- Una dosis equivalente a las extremidades o piel de 150 mSv en un año.

Público: La exposición al público como consecuencia de las prácticas no debe exceder:

- Una dosis efectiva de 1 mSv por año.
- Una dosis equivalente al cristalino de 15 mSv en un año.
- Una dosis equivalente a la piel de 50 mSv por año.



Figura 6.4: El Instituto Peruano de Energía Nuclear cuenta con una planta de gestión de residuos radiactivos (PGRR), donde deben ir las fuentes radiactivas que han cumplido su tiempo de uso. Foto IPEN.

Asistentes voluntarios: La exposición de personas que prestan asistencia voluntaria a pacientes, no como parte de su empleo u ocupación, debe restringirse de modo que sea improbable que su dosis exceda 5 mSv durante el período que abarque el examen diagnóstico o tratamiento de cada paciente.

Niños: La dosis en niños que visiten pacientes que han incorporado sustancias radiactivas debe restringirse a menos de 1 Sv, durante el período de diagnóstico o tratamiento del paciente.

Los límites de dosis especificados en esta sección se aplican a la suma de las dosis por exposición externa a radiación penetrante y por incorporaciones en el mismo período.

6.23. Parámetros básicos de protección

La minimización de la irradiación por una fuente externa sobre un cuerpo se obtiene, fundamentalmente, aumentando la distancia a la fuente, disminuyendo el tiempo de irradiación e interponiendo un blindaje ante la fuente. La forma más simple es el aumento de la distancia, la que se puede lograr usando mecanismos de control a distancia. Los brazos mecánicos, por ejemplo, constituyen una forma de aumentar la distancia a la fuente que desea se manipular. El tiempo de irradiación depende del proceso y no siempre puede disminuirse fácilmente.

El blindaje es una forma efectiva de disminuir la irradiación, haciendo un

balance entre el costo y el beneficio para calcular la cantidad de blindaje.

En el 2007, el Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) publicó el documento en el que se tiene una serie de nuevas recomendaciones sobre protección radiológica [28], producto del avance de las aplicaciones de radiaciones en los diversos sectores de la sociedad. Este documento es tomado en cuenta para elaborar los reglamentos de protección radiológica de los países miembros del OIEA.

Cada aplicación específica de las radiaciones tiene sus propias normas, las que tienen por objeto respetar los principios de la protección radiológica y que las personas no reciban dosis más elevada que la señalada en esas normas.

Finalmente, como producto de las actividades nucleares se acumula residuos radiactivos, los que tienen que entregados a la Planta de Gestión de Residuos Radiactivos (PGRR). Ver Fig. 6.4.

Capítulo 7

Producción de rayos X

Los rayos X fueron descubiertos por Wilhelm Röntgen en 1895, cuando estudiaba los rayos catódicos (haces de electrones acelerados por una diferencia de potencial) en un tubo de descarga a gas. Röntgen observó que era posible detectar la radiación -la que llamó rayos X- fuera del tubo. La radiación atravesaba materiales opacos, producía fluorescencia, afectaba una placa fotográfica y ionizaba un gas. Una de las primeras aplicaciones fue la radiografía para usos médicos.

Los rayos X son ondas electromagnéticas polienergéticas y muy penetrantes. Divergen de la fuente en todas direcciones, por lo que se requiere blindaje para el tubo. Contrario a lo que sucede con la luz visible, debido a su longitud de onda, los rayos X no pueden ser focalizados por una lente.

Producen radiación secundaria y dispersada cuando interactúa con la materia. Provocan fluorescencia o luminiscencia en cristales. Esta propiedad se aplica en pantallas fluoroscópicas. Afectan las películas fotográficas, permitiendo obtener imágenes y usar badges de dosimetría. Ionizan un gas, permitiendo su detección. Este hecho se usa también para control automático de exposición.

La radiación ataca las células biológicas por lo que se requiere que los tecnólogos radiológicos tengan una sólida base de protección radiológica.

Los rayos X permiten las siguientes aplicaciones: radiografía, fluoroscopia (o radiografía en movimiento), tomografía, mamografía, radiografía digital (donde se usa las computadoras para procesar la imagen) y la tomografía computarizada. Los rayos X también son usados en radioterapia.

La tecnología para la producción de rayos X es variada. En este capítulo describimos de un equipo básico de rayos X.

7.1. El tubo de rayos X

Los rayos X son producidos en el tubo de rayos X, el que está constituido por un tubo de vidrio con alto vacío. En un extremo se coloca el electrodo negativo (cátodo) y en el otro extremo el electrodo positivo (ánodo). Uno de los materiales usados en el cátodo es de tungsteno, el que a temperaturas elevadas emite electrones, mediante el proceso denominado emisión termoiónica. El ánodo está constituido por una gruesa barra de cobre al extremo de la cual se coloca un blanco de tungsteno.

Cuando se aplica un alto voltaje entre el ánodo y el cátodo, los electrones son acelerados y alcanzan altas velocidades. Cuando chocan contra el blanco, los rayos X son producidas por abrupta desaceleración de los electrones. Los rayos X salen del tubo por una ventana de vidrio delgado.

El tungsteno es uno de los materiales escogido como blanco porque tiene alto número atómico ($Z = 74$) -facilitando la producción de rayos X- y una alta temperatura de fundición (3370 C), para resistir el bombardeo de electrones.

El calor emitido por el tungsteno es evacuado a través de la barra de cobre, el que es refrigerado con aceite, agua o aire. Para evitar un sobrecalentamiento, algunas veces se usa blancos rotatorios. El tubo es rodeado por aceite para absorber el calor y para aislarlo del alto voltaje.

La estructura completa del ánodo debe evitar que los electrones choquen contra otros componentes del tubo que no sean el blanco. Para ello se puede usarse blindajes de tungsteno y cobre. El cobre absorbe los electrones secundarios producidos sobre el blanco por bombardeo con electrones; y el tungsteno absorbe rayos X que se producen en el cobre.

Para tener una buena calidad de imagen es necesario de que el área del blanco -llamada área focal- sea la más pequeña posible. Esta condición es contraria a la que se plantea para no tener altas temperaturas en una región muy pequeña del blanco. Una forma de disminuir el área aparente del blanco es montándolo inclinado respecto a los rayos electrónicos. Por otro lado, como los rayos X se producen a varias profundidades en el blanco, las atenuaciones son diversas. Esta variación es compensada usando filtros diferenciales para mejorar la uniformidad del haz.

7.2. Circuito de rayos X

Esquemáticamente, el circuito de rayos X está constituido por el alto voltaje -usado para acelerar los electrones- y el bajo voltaje -para calentar el filamento.

El voltaje en el filamento le proporciona una corriente, con lo que se controla la emisión electrónica. Esta es muy sensible al voltaje, por lo que debe usarse un transformador que estabilice el voltaje. La emisión electrónica controla la corriente en el tubo y, por lo tanto, la intensidad de los rayos X.

El alto voltaje es obtenido por un sistema compuesto de un autotransformador con salidas a diversos voltajes (ajustable con un reóstato), las que van al primario del transformador, cuyo secundario es aplicado entre el ánodo y el cátodo. El voltaje que se aplica al tubo es medido con un voltímetro colocado en el primario del transformador, pero calibrado para dar el voltaje del secundario.

La corriente en el tubo puede ser medida con un miliamperímetro, colocado en el punto medio del secundario del transformador, el que es conectado a tierra.

El voltaje alterno aplicado al tubo de rayos X está caracterizado por el voltaje pico y la frecuencia es de 60 ciclos por segundo.

Debido al uso de corriente alterna, el voltaje acelera los electrones sólo la mitad del ciclo. Esto se debe a que los electrones se emiten en el cátodo y sólo pueden ser dirigidos al ánodo cuando éste sea positivo. El inconveniente del sistema auto-rectificado es que el filamento sigue calentando y emitiendo electrones. Estos electrones partirán del ánodo y bombardeará el filamento cátodo, produciendo su deterioro. Para resolver este problema se usa un rectificador externo, el que sólo dejará pasar la corriente cuando el ánodo sea positivo. De esa forma se obtendrá una rectificación de media onda.

7.3. Rayos X de bremsstrahlung

La radiación bremsstrahlung (radiación de frenado) se produce cuando una carga que viaja a gran velocidad es desviada abruptamente. En el caso de los rayos X, éstos se producen cuando los electrones que vienen del cátodo son desviados por el campo eléctrico de los núcleos del tungsteno del ánodo.

Como los electrones pasan a distancias diversas respecto a los núcleos y pueden ser desviados por más de un núcleo, los valores de la energía de los rayos X van desde cero hasta la energía inicial del electrón.

Asimismo, la dirección de los rayos X de bremsstrahlung depende de la energía de los electrones. Para valores menores que 100 keV, los rayos X son emitidos en todas direcciones. Para valores mayores de energía de los electrones, los rayos X se emiten preferencialmente en la dirección de los electrones. Por esta razón, los tubos de rayos X de megavoltios usan el método de transmisión. Se trata de aceleradores que bombardean el blanco de un lado y los rayos X

salen por el otro. Para tubos de bajo voltaje, los rayos salen a 90° respecto a la dirección de los electrones.

Los electrones que atraviesan un material pierden energía por cada átomo con el que interactúan proporcionalmente al cuadrado de su número atómico (Z^2).

7.4. Rayos X característicos

Los electrones que ingresan al blanco con energía E_0 expulsan electrones que se encuentran en las capas K, L, M y N. De esa forma dejan capas sin electrones. Si es que el nivel desocupado es el K, electrones de niveles superiores, por ejemplo L, ocupan su lugar originando un rayo X con energía $h\nu = E_K - E_L$, donde E_K y E_L son los valores de energía de los electrones en la capa K y L, respectivamente.

Para expulsar un electrón de su capa es necesario una energía mínima, igual al valor absoluto de la energía correspondiente a esa capa. Recordemos que los electrones en el átomo tienen valores negativos y discretos de energía. Por esa razón existe un valor umbral para expulsar electrones de cada capa.

7.5. Espectro de energía de los rayos X

Como los electrones que ingresan al blanco pueden ser desviados por los núcleos o pueden expulsar electrones de sus capas, los rayos X resultantes son tanto de tipo bremsstrahlung como característicos. Entonces, el espectro es continuo al que se superponen picos correspondientes a los rayos X característicos.

El espectro real en el tubo de rayos X es producto de la filtración de los rayos inherente al blanco, en las paredes del tubo y en la ventana de berilio.

La filtración afecta principalmente a los rayos de baja energía, por lo que este efecto es usado para endurecer los rayos X, es decir para lograr un espectro que favorezca los valores elevados de energía, y por lo tanto con mayor penetrabilidad.

Los filtros endurecen los rayos X, pero disminuyen su intensidad. Por esa razón, para producir rayos X con mayor energía a una intensidad razonable se combina la filtración con el aumento del voltaje que se aplica al tubo.

Como vemos, la forma del espectro es el resultado de múltiples interacciones de los rayos X con los filtros y el voltaje. Como una regla muy aproximada puede señalarse que el valor medio de la energía de los rayos X es un tercio del valor máximo.



Figura 7.1: Los aceleradores de electrones son usados para producir rayos X destinados a la radioterapia. Ello requiere la participación de físicos médicos, especialistas en el uso de la radiación para la radioterapia. Foto tomado por el autor.

Los rayos X de una máquina pueden ser caracterizados por la exposición, la que depende linealmente de la corriente del tubo, pero es mucho más sensible a la corriente en el filamento. Por otro lado, la exposición de los rayos X varía aproximadamente como el cuadrado del kilovoltaje.

7.6. Aceleradores para radioterapia

Gracias al avance de la tecnología, los aceleradores de partículas son usados para generar rayos X para radioterapia. Los aceleradores entregan a los electrones con energías del orden de los 10 MeV. Un haz de electrones con esta energía que choca sobre el blanco produce espectros de energía de rayos X cuya energía máxima es 10 MeV. Ver Fig. 7.1

Los rayos X producidos en los aceleradores son dirigidos al tumor, mediante complejos sistemas de colimación controlados por computadora. Basado en una imagen tridimensional del tumor, lograda por tomografía axial computarizada

(TAC), se le irradia con mayor precisión usando un sistema de láminas que se modulan para tener el mínimo efecto en los tejidos sanos. Esta técnica es conocida como radioterapia de intensidad modulada (IMRT).

Capítulo 8

Reactor nuclear

8.1. Fisión nuclear

En los años 30, la física nuclear tuvo un avance espectacular. El 27 de febrero de 1932, James Chadwick [21], anuncia el descubrimiento del neutrón. Con radiación de neutrones se hizo una serie de experimentos basados en el bombardeo de núcleos con neutrones. En Italia, el equipo dirigido por Enrico Fermi estudió la radiactividad inducida por los neutrones en los núcleos. En esos experimentos se descubrieron varios núcleos que se producen por emisión β después de la captura neutrónica. Era como si el núcleo compensara su exceso de neutrones convirtiéndose uno de ellos en protón. El núcleo residual tenía en consecuencia un número atómico superior.

Surgió entonces la idea de dar el siguiente paso aparentemente natural: tratar de producir núcleos transuránicos, más pesados que el uranio, que era el elemento natural más pesado conocido. Así se obtuvo núcleos emisores β , los que al principio se supuso que venían de elementos transuránicos. Estudios más detallados mostraron que se trataba de actividades similares a la de bario, después se pensó que se trataba del radio.

En 1939, usando técnicas radioquímicas, Otto Hahn y Friedrich Strassman [29] mostraron que, en realidad, la actividad inducida era de bario mismo. Investigaciones adicionales permitieron descubrir que el bombardeo del uranio con neutrones producía varios otros núcleos intermediarios.

Usando cámaras de ionización se pudo medir que la energía liberada en la fisión era del orden de 200 MeV. Este resultado sirvió para que Lise Meitner y Otto Frisch, en 1939, propusieran la hipótesis de que el uranio, al absorber un

neutrón, se partía en dos pedazos, es decir que fisionaban [30].

En 1939, Von Halban, F. Joliot and L. Kowarski descubren que de la fisión del uranio se emite neutrones [31], lo que abre la posibilidad al uso de la reacción en cadena, la que daría lugar a los reactores nucleares y a la bomba atómica.

El primer reactor nuclear fue construido por Enrique Fermi en 1942, en la Universidad de Chicago [32].

B.E. Watt da cuenta de un espectro de energía de neutrones emitida en la fisión del ^{235}U que va desde 0.075 hasta 17 MeV [33].

Al encontrarse con núcleos, los neutrones más energéticos (rápidos) generan una serie de reacciones del tipo (n, p) , (n, α) , entre otras. Los neutrones lentos o térmicos son absorbidos por los núcleos a través de las reacciones tipo (n, γ) . En un material, los neutrones rápidos van perdiendo energía por choques hasta llegar a una región de energía en la que son fácilmente absorbidos.

En una colisión elástica entre un neutrón de energía E y velocidad v con un núcleo blanco en reposo de masa A , la energía final E' del neutrón será:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A + 1)^2} \quad (8.1)$$

donde θ es el ángulo de dispersión en el sistema de centro de masa, E y E' son medidos en el laboratorio. Para $\theta = 0$, $E'/E = 1$. La mayor pérdida de energía se da en el choque frontal, es decir para $\theta = 180^\circ$. En este caso

$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{\min} = \left(\frac{A - 1}{A + 1}\right)^2. \quad (8.2)$$

El espectro final de los neutrones depende de la composición química y de la temperatura del medio moderador [34]. Para la detección de neutrones se requiere un material moderador. Uno de los materiales más usados es la parafina, que es un moderador que permite usar detectores de BF_3 .

8.2. Reactor de potencia

La aplicación de mayor escala de la física nuclear de bajas energías es el reactor nuclear, basado en la reacción en cadena fisión inducida por neutrones térmicos (termalizados en agua) del ^{235}U . Hay dos tipos de reactores nucleares: el reactor de potencia y el reactor de investigación.

En el reactor de potencia, la energía que se libera en la reacción de fisión nuclear en cadena es usada para calentar un líquido y convertirlo en vapor, para



Figura 8.1: La parte superior del reactor RP-10. Se observa la piscina circular en cuyo fondo está el núcleo del reactor, y las barras de control que bajan manejadas desde la sala de control del reactor. Foto IPEN.

luego, mediante una turbina, generar energía eléctrica.

8.3. Reactor de investigación

Un reactor de investigación es tomado principalmente como fuente de neutrones. La radiación neutrónica, emitida en la fisión, es usada en diversas aplicaciones relacionadas con estudio o la modificación de las propiedades de los materiales, en particular materiales relevantes para la energía nucleoelectrónica [35].

Los reactores de investigación han sido aplicados en diversos campos de la ciencia y la tecnología. En 1961 Heinz Maier-Leibnitz presentó sus ideas sobre las aplicaciones en física nuclear [36] y luego, conjuntamente con Tasso Springer, hicieron una revisión y proyección de las distintas aplicaciones del reactor en la física en general [36]. En los años siguientes se vio una intensa actividad en difracción y dispersión de neutrones, en torno a los reactores de investigación [37].

8.4. El reactor RP-10 del Perú

El Perú cuenta con el reactor de investigación de 10 megavatios (RP-10). El reactor RP-10 es un reactor MTR (Material Testing Reactor) tipo piscina, que usa combustible de ^{235}U , enriquecido al 20 %.

El uranio natural tiene 99.3 % de ^{238}U y 0.7 % ^{235}U , de modo que la reacción en cadena será mayor mientras mayor sea el contenido de ^{235}U , lo que se consigue

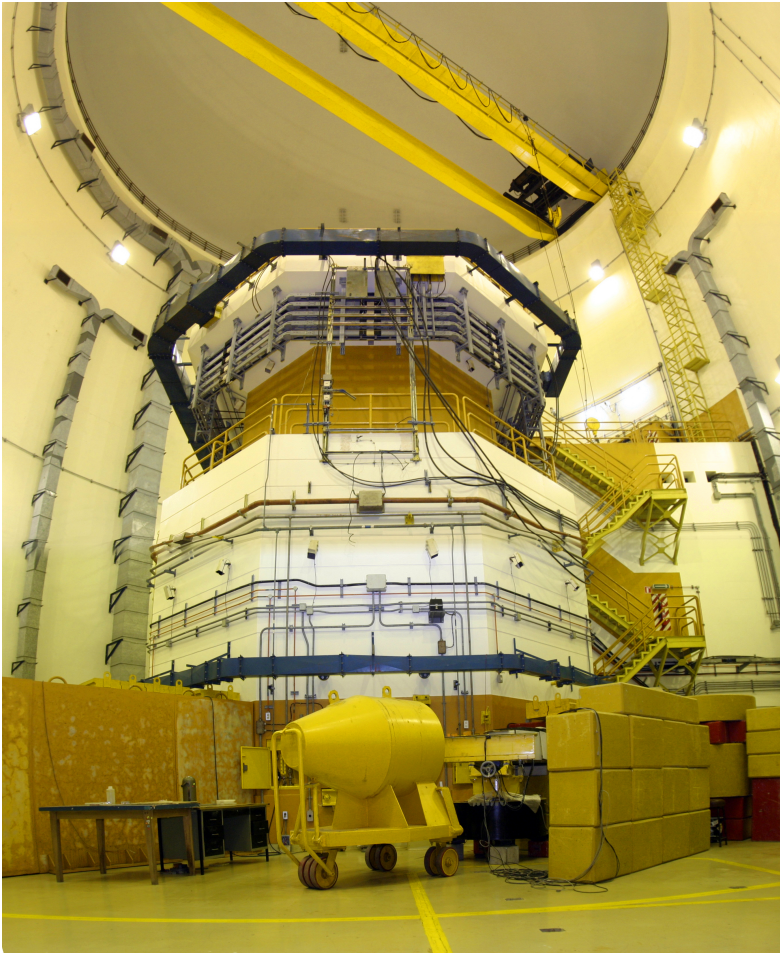


Figura 8.2: La sala experimental del reactor RP-10 del Instituto Peruano de Energía Nuclear. Del centro del reactor (núcleo) salen tubos de haces de neutrones que son usados para radiografía con neutrones que son usados para radiografía con neutrones. También se usa para irradiar materiales y detectar los rayos γ resultantes que permiten análisis químico por activación neutrónica. Foto IPEN.

en las plantas de enriquecimiento.

Para la moderación o termalización de los neutrones y la refrigeración del reactor se usa agua liviana [38].

El reactor está en un tanque piscina. Por la parte superior de la piscina se hacen ingresar las barras de control, las que contienen material absorbente de neutrones. Ver Fig. 8.1.

En el núcleo del reactor RP-10 hay posiciones de irradiación, las que son usadas para irradiar muestras para el análisis por activación neutrónica o para producir sustancias radiactivas (radioisótopos).

Del núcleo sale tubos hacia la sala experimental que lo rodea para el uso de los haces de neutrones. Ver Fig. 8.2.

El flujo máximo calculado en el núcleo es de $1,2 \times 10^{14}$ n/cm²s. Este flujo es la décima parte del flujo del reactor de alto flujo de Grenoble [39] y del mismo orden que el los de la mayoría de los reactores de flujo mediano de Europa Occidental [40].

Capítulo 9

Física nuclear en Perú

Los primeros estudios sobre física nuclear en el Perú, los realizó Santiago Antúnez de Mayolo, quien, en junio de 1934, publicó el artículo titulado Nuevos conceptos sobre la constitución de la materia. Antúnez de Mayolo investiga sobre la constitución de la materia, aislado del centro científico mundial que entonces era Europa. A pesar de ello, sus ideas sobre el átomo se desarrollaban paralelamente a las europeas. Publicaba sus trabajos en revistas nacionales, menciona a investigadores europeos, pero no menciona las referencias de los artículos cruciales publicados en revistas científicas.

El primer físico nuclear peruano que publica en una revista internacional es Víctor Latorre [41]. Se refiere a la determinación de los niveles nucleares del ^{14}N mediante la dispersión elástica de protones. El trabajo corresponde a su tesis de doctor en la Universidad de Maryland, Estados Unidos. Latorre luego regresó al Perú, como profesor de la Universidad Nacional de Ingeniería.

En 1971, Jesús Aymar, enviado por la Pontificia Universidad Católica del Perú (PUCP) a la Universidad de Notre Dame, publica un artículo sobre los niveles nucleares del ^{20}F , como coautor con A. A. Rollefson de la Universidad de Notredame, Estados Unidos [42].

En 1977, Luis Montestruque, también enviado por PUCP a la Universidad de Notre Dame, publica su trabajo sobre es el estudio de los niveles de $^{77,79,81,83}\text{Se}$ con las reacciones $^{76,78,80,82}\text{Se}(d,p)$ [43].

Tanto Jesús Aymar como Luis Montestruque regresaron a trabajar en la PUCP.

En el siglo XXI se ha establecido grandes proyectos de colaboración internacional en el Centro Europeo de Investigaciones Nucleares (CERN) en los que

participan investigadores de la PUCP. Estos equipos de colaboración están compuestos de un gran número de investigadores provenientes de similar número de instituciones. Un artículo reciente sobre colisión de núcleos de plomo en el Large Hadron Collider, titulado Flow Dominance and Factorization of Transverse Momentum Correlations in Pb-Pb Collisions at the LHC, tiene autores provenientes de 143 instituciones [44]. Por la PUCP participan E. Calvo Villar, E. Endress y A.M. Gago.

Otro centro de colaboración internacional es el Fermilab, en el que dos investigadores, J. Solano y K. Hurtado, de la Universidad Nacional de Ingeniería colaboraron, por ejemplo, en el diseño, calibración y rendimiento del detector MINERvA en el que participaron 23 instituciones del mundo [45].

Capítulo 10

Aplicaciones nucleares en Perú

Las aplicaciones nucleares en el Perú se relacionan con el reactor RP-10, un irradiador γ y fuentes de radiactividad tanto selladas como abiertas (radiotrazadores).

Desde el momento en que se descubrieron las propiedades de los isótopos estables como las de los inestables, se les usó en los diversos campos de la ciencia y la tecnología. La vida media de algunos radioisótopos es usada para la datación de materiales arqueológicos y geológicos. Las propiedades de los núcleos de activarse por irradiación son usadas para detectarlos con sondas radiactivas en minería y petróleo. Las sustancias radiactivas que se incorporan a los procesos ambientales e industriales son usadas como trazadores.

Las fuentes radiactivas también son usadas para controlar el movimiento de materiales, con la técnica llamada control nucleónico o para inducir mutaciones de plantas por irradiación.

10.1. Radiografía neutrónica

Si un haz colimado de neutrones pasa a través de un cuerpo, compuesto de varias piezas de materiales diferentes, para luego incidir sobre una placa sensible a los neutrones, se obtendrá una radiografía. Esto se debe al hecho de que los coeficientes de atenuación de los neutrones dependen fuertemente del número atómico de los átomos [46].

La primera aplicación de uno de los haces que salen del núcleo del reactor RP-10 fue la neutrografía [47], basada en la propiedad de los neutrones de tener una probabilidad de absorción que depende fuertemente del número de protones y número de neutrones de los núcleos. Dos núcleos números másicos vecinos pueden tener muy diferente probabilidad de absorción de neutrones. Por otro lado, contrario a lo que sucede con los rayos X, los neutrones son atenuados por elementos livianos y pasan sin mayor problema por materiales densos. Así puede verse una gota de agua capturada en un bloque metálico.

10.2. Análisis por activación neutrónica

Frédéric e Irène Joliot-Curie demostraron que se podía producir sustancias radiactivas activando sustancias no radiactivas [14] mediante la irradiación con partículas α . Dado que el neutrón tiene carga nula, ingresa con facilidad al núcleo, el que al absorberlo se convierte en radiactivo. El análisis por activación neutrónica (AAN) consiste en someter una muestra a una irradiación neutrónica para, gracias a la captura de neutrones, convertirla en radiactiva y estudiar su radiactividad con fines de análisis cualitativo y cuantitativo. Ello es posible porque la muestra activada, emite radiación γ con un espectro de energía característico de los elementos que la componen.

La muestra se coloca en una posición de irradiación en el núcleo del reactor. Activada la muestra es transportada mediante un tubo neumático a un laboratorio de espectrometría γ , donde se realiza el análisis correspondiente. Ver Fig. 10.1.

Una variante del análisis por activación neutrónica es el análisis de los rayos γ inmediatos de captura, en la que irradiación y detección de γ s se hacen simultáneamente. En el caso de un reactor, el dispositivo experimental se sitúa al final de un tubo de irradiación neutrónica. Los detectores colocados en torno a la muestra son de alta eficiencia. Para un flujo de $2 \times 10^8 \text{ n/cm}^2\text{s}$ sobre una muestra y un detector Ge(Li) se ha estimado [32] un rango de detección que va desde 10^{-8} - 10^{-7} g, para B, Cd, Sm y Gd, pasando por 10^{-5} - 10^{-7} g para un grupo en el que se incluye Ni, Cu, Ag hasta 10^{-3} - 10^{-1} g para un grupo que incluye C, B, Sn, Pb.

Entre las aplicaciones del análisis por activación neutrónica en el reactor RP 10 del Perú está en estudio de objetos arqueológicos, con particular interés en muestras grandes [48]. Esta técnica también se aplica en el RP-10 para análisis de oro y plata en concentrados de cobre [49]. Además se ha realizado análisis por



Figura 10.1: Sala de espectrometría γ , donde es analizada la radiación emitida por muestras irradiadas en el reactor RP-10, para fines de análisis químico. Foto IPEN.

activación neutrónica combinada con mediciones radiométricas para medición de ^{234}U y ^{238}U en muestras de uranio de baja concentración [50].

10.3. Radioisótopos y radiofármacos

Una de las facilidades construidas para el uso del reactor RP-10 es la Planta de Producción de Radioisótopos (PPR).

La PPR tiene unos 30 laboratorios y celdas de ladrillos de plomo en las que se realiza combinaciones con las sustancias activadas en las posiciones de irradiación en el núcleo del reactor [51]. Para una debida protección radiológica, en la PPR se usa telemanipuladores y visores de vidrio plomado para realizar actividades con los radioisótopos producidos. Entre los que se produce están el ^{131}I [52], ^{99}Tc [53], ^{153}Sm e ^{192}Ir .

Con los radioisótopos se marcan moléculas para elaborar radiofármacos, los que son usados para diagnóstico de enfermedades y terapia del cáncer. Ello ha permitido iniciar en el Perú la especialidad de medicina nuclear. La medicina nuclear se basa en el hecho que el cuerpo humano es un sistema que procesa sustancias bioquímicas, las que se transportan por hacia los órganos o glándulas



Figura 10.2: Celda de producción de radiofármacos que usa los radioisótopos generados en el núcleo del reactor RP-10. La manipulación de sustancias se realiza con brazos mecánicos, a través de una ventana de vidrio plomado. Foto IPEN.

que los necesitan.

El radiofármaco específico que se suministre al paciente se incorporará a la dinámica que corresponda y la radiación que emita será detectada por una cámara detectora de rayos γ , más conocida como gamma cámara. Ello permitirá estudiar el funcionamiento fisiológico del cuerpo humano.

Para un diagnóstico adecuado, las imágenes de medicina nuclear deben ser complementadas con las imágenes morfológicas obtenidas con rayos X y toda la información clínica que se tenga del paciente.

La medicina nuclear se aplica para la terapia de ciertos tipos de cáncer, al concentrar una sustancia radiactiva específica en un tumor específico.

Basado en el hecho de que el yodo es captado por la tiroides el ^{131}I es usado para el análisis relacionado con el tiroidismo [54] y para la terapia del cáncer de tiroides [55].

Los compuestos marcados con ^{99}Tc son usados, mediante la técnica del ganglio centinela, para diagnóstico temprano de cáncer uterino [56]

10.4. Datación nuclear

Las fórmulas de decaimiento radiactivo de algunos isótopos son usadas para datar materiales. Si se tiene un núcleo padre P, que decae a un núcleo hijo H, en cada tiempo t , se tendrá

$$N_H(t_1) + N_P(t_1) = N_P(t_0) \quad (10.1)$$

$$N_P(t_1) = N_P(t_0)e^{-\lambda(t_1-t_0)} \quad (10.2)$$

$$\Delta t = t_1 - t_0 = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_P(t_0)}{N_P(t_1)}$$

$$\Delta t = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{N_H(t_1)}{N_P(t_1)} \right). \quad (10.3)$$

Conociendo la constante de decaimiento y la proporción de isótopos padres e hijos se logra determinar la edad de muestra.

Entre las aplicaciones más conocidas está la datación por ^{14}C , el que tiene un periodo de semidesintegración o semivida de 5730 años [57].

A un organismo vivo se incorpora productos orgánicos, los que tienen ^{14}C y ^{12}C en una proporción que en el ambiente se mantiene constante en el tiempo. Debido al decaimiento exponencial del ^{14}C , a partir de la muerte del organismo, esa proporción disminuye. De la proporción que se mida puede deducirse la edad de los restos del organismo.

En el reactor nuclear RP-10, mediante la técnica de huellas de fisión, se ha datado vidrios volcánicos, relacionado con las erupciones del volcán de Sabancaya, Arequipa, Perú [58].

Esta edad es significativa en la medida que se quiera evaluar los riesgos eruptivos del mencionado volcán.

Las muestras fueron extraídas de una quebrada de la ladera sur este del volcán -generada por erosión a causa del agua que desciende de los deshielos en las cumbres del volcán- que comienza en la estación sismométrica de Cajamarca. Estas muestras corresponden a flujos piroclásticos (sólidos) que son bloques poco densos de material de pómez de hasta 1 m de diámetro, que contienen horblenda, mica-biotita, plagioclasas, cuarzo con una matriz arenosa y cobertura reciente de cenizas rojas.

Como se sabe, las partículas cargadas pesadas que atraviesan medios aislantes provocan desplazamientos atómicos, generando intersticios y vacancias, circundados por una región de estiramiento de la red. Ello se traduce en rastros de un diámetro de 3 a 10 nm.

La formación de huellas se debe a las regiones densas de ionización producidas por partículas cargadas, cuando el número de iones excede un cierto valor umbral dependiente del tipo de material. Algunos plásticos son sensibles a protones lentos. Las huellas son formadas en dieléctricos sólidos, como lo son polímeros, vidrios inorgánicos, cristales minerales y algunos semiconductores pobres.

El método de huellas de fisión de muestras volcánicas está basado en las huellas que en estos materiales dejan los fragmentos de fisión del ^{238}U cuya constante de fisión es $\lambda_{f8} = 7 \times 10^{-17}$. Estas huellas empiezan a formarse a partir del momento en que la muestra volcánica se enfría, después de haber alcanzado una temperatura crítica T_c . La edad a determinarse tiene como referencia precisamente el periodo de enfriamiento que debería ser corto para asociarlo con una erupción.

Para que las huellas, en la mayoría de los minerales, sean visibles al microscopio, las muestras son químicamente atacadas con reactivos específicos.

La estabilidad de las huellas varía dependiendo de los materiales. Los plásticos son afectados por temperaturas entre 80 y 100 C durante una hora. Los cristales de cuarzo y zirconio son estables a largos periodos a temperaturas mayores de 500 C. En el caso de las muestras del Sabancaya, lo recomendado es 600 C durante una hora para el borrado de huellas.

Una parte de las muestras es usada para medir las huellas fósiles. Con la otra parte se procede a borrar las huellas para luego ser irradiada con neutrones térmicos, los que inducen la fisión en el ^{235}U . La fluencia térmica sobre la muestra es medida colocando monitores de ^{59}Co en forma de hilo -uno desnudo y otro cubierto de cadmio- junto a la muestra. La irradiación se hace en el reactor de investigaciones del RP-10 a través de un neumático de irradiación.

El ataque químico, que sirve para ensanchar la imagen de la huella producida, se logra por disolución de la región desordenada del cuerpo de la huella. Las condiciones de ataque dependen, entre otros factores, de la cantidad de daño localizado en el volumen de la región de la huella y de las propiedades que forma la huella.

Las muestras irradiadas y las no irradiadas se colocan en un mismo portamuestra. Para el grabado químico de muestras de Sabancaya se utilizó ácido fluorhídrico al 40 % en peso durante 30 segundos. Después que la muestra fue atacada se le lavó con un agente neutralizante con la finalidad de truncar el proceso de ataque del ácido sobre la muestra. Luego se le colocó bajo un chorro moderado de agua para limpiar el ácido residual.

Con la muestra lavada se procede a observar en el microscopio óptico. Contando las huellas, a partir de las cuales se calcula la edad de la última erupción.

En el caso del volcán Sabancaya resulta $1,12 \times 10^5$ a.

10.5. Sondas neutrónicas

En la exploración de petróleo y de minerales se usa a menudo fuentes de neutrones tales como Am-Be o ^{252}Cf para irradiar rocas alrededor de las perforaciones. También puede usarse aceleradores compactos para producir neutrones de 14 MeV. Los rayos γ que, por activación neutrónica, emitan las rocas irradiadas son registrados con detectores de germanio colocado en la sonda.

Esta técnica ha sido usada en el Perú para caracterizar in situ las perforaciones de voladura en canteras de una empresa de cementos [59].

La transmisión de neutrones de una fuente de ^{252}Cf puede servir para medir la difusión de agua en un material, como por ejemplo en arcilla de ladrillo [60]. La retrodispersión de neutrones sirve para medir la humedad del suelo, lo que puede ser relevante para detección de minas [61].

10.6. Radiotrazadores

Los radioisótopos como el ^{131}I sirven como trazadores para medir el tiempo de residencia en desarenadores, estanque de regulación, floculadores, sedimentadores, decantadores y filtros de una planta de tratamiento de agua potable. Se inyecta el radioisótopo a la entrada de cada una de las unidades y cuyo paso a la salida de éstas se detecta la radiación con detectores de radiación γ de NaI [62].

El interés de las aplicaciones de trazadores en el estudio recursos hídricos ha dado lugar a una serie de trabajos de colaboración del IPEN con la empresa Servicio de Agua Potable y Alcantarillado de Lima (SEDAPAL).

10.7. Isótopos estables en hidrología

Los contenidos en isótopos ^2H y ^{18}O en muestras de agua son usados para calcular la altura a la que cayó como lluvia. Por efecto de la gravedad, los isótopos más pesados caen primero, es decir a menor altura. Ello permite determinar el origen de las aguas en un sistema hídrico [63].



Figura 10.3: Los radiotrazadores son usados para estudiar el origen y la edad del agua en los acuíferos. Foto tomada por el autor.

10.8. Control nucleónico

Cuando el radioisótopo es encapsulado se obtiene fuentes de haces radiactivos, los que permiten el control en tiempo real de procesos industriales.

Entre las aplicaciones podemos mencionar la medición de espesor de láminas, usando fuentes de ^{60}Co y ^{137}Cs y un equipo medidor de radiación, que permite una regulación automática de la presión de los rodillos que calibran el espesor de las láminas.

Usando una fuente y un detector colocados en los extremos de cualquier recipiente metálico se determina el nivel exacto de líquidos, permitiendo el control automático del llenado.

10.9. Irradiación de alimentos y productos médicos

Los rayos γ de fuentes, que pueden ser ^{60}Co y ^{137}Cs , se usan en la irradiación de alimentos para fines de conservación o para la esterilización de productos médicos.

Los rayos γ afectan el ADN de las células, pudiendo perturbar o parar el proceso de vida. Por ello la irradiación de alimentos produce la eliminación de microbios patógenos y, al mismo tiempo, la paralización del proceso natural de germinación o putrefacción de los alimentos.



Figura 10.4: Una fuente radiactiva y un detector de radiactividad se instalan adecuadamente para que el paso de material por un tubo interrumpa la llegada del detector y alertar en caso de atoro. Foto IPEN.

En el caso de la papa, cebolla, olluco, con dosis bajas se logra la inhibición del brote y la infertilización. La papa puede permanecer un año sin dar lugar a brotes.

En caso de los granos, la irradiación elimina insectos que no permiten su almacenamiento largo.

En el caso de la fruta, la irradiación retarda el inicio de moho y elimina insectos dentro de la fruta.

Los frutos se irradian envasados y la fuente radiactiva no está en contacto con ellos: están expuestos sólo a los rayos γ .

Una de las aplicaciones de la técnica de irradiación en frutos ha sido sobre espárragos [64].

10.10. Mejoramiento de plantas por mutación

Las características de un ser viviente están grabadas en el ADN, molécula que constituye una inmensa biblioteca. El cambio en su estructura modificará las características de sus descendientes.

La evolución de las especies se debe a mutaciones espontáneas o, más precisamente, inducidas por elementos naturales, como la radiación natural. Los numerosos cambios del ADN, a partir de células iniciales en la Tierra, han dado lugar a las formas de vida actual.



Figura 10.5: El irradiador gamma del Instituto Peruano de Energía Nuclear es usado para calcular las dosis apropiadas para generar mutaciones que mejoren las plantas y para esterilizar productos médicos. Foto IPEN.

Por ejemplo, el trigo y la cebada constituyen la manifestación final del proceso de mutación de esos cereales. Los investigadores aceleran esas mutaciones usando radiación γ . Así, lo que toma millones de años en la naturaleza, en el laboratorio se logra en un periodo de cosecha.

Con este procedimiento se ha logrado variedades precoces de cereales, cambios en los procesos de crecimiento de las plantas, como resistencia al frío y a diversas condiciones de estrés de las plantas, entre los que está la alta salinidad.

En otras palabras, por irradiación se acelera la evolución de las plantas, para producir variedades mejor adaptadas a las diversas condiciones ambientales del mundo y tengan un mayor rendimiento.

En el Perú se ha aplicado la técnica de mejoramiento de plantas por mutación inducida por radiación en cereales y granos andinos [65].

Capítulo 11

Aplicaciones pendientes en Perú

El reactor de investigaciones RP-10 tiene un flujo de neutrones que puede aplicarse para la producción de silicio dopado y en el estudio de materiales mediante las técnicas de difracción y la dispersión inelástica de neutrones.

11.1. Dopado de silicio

La importancia del silicio en dispositivos eléctricos y electrónicos, tales como rectificadores de potencia, tiristores y circuitos integrados es bastante conocida. La resistividad del silicio puede ser alterada añadiendo otros elementos como fósforo, para el caso de silicio tipo n.

El isótopo ^{30}Si (3,09 %) es el que toma parte en la transmutación al fósforo. Este captura un neutrón convirtiéndose en ^{31}Si , emitiendo a la vez un γ . El ^{31}Si se trasmuta en ^{31}P con la emisión de partículas β .

El silicio dopado con fósforo puede ser producido por irradiación de silicio con neutrones [66]. La captura de un neutrón produce átomos de retroceso γ , en el caso del ^{31}Si , se tiene también bombardeo β . Estas reacciones llevan consigo deterioro del material. Por otro lado, los neutrones rápidos producen desplazamiento atómico. Esto puede ser limitado con una disminución de la fracción de neutrones térmicos, pero buscando de no bajar demasiado el flujo de neutrones térmicos. Lo ideal es contar con neutrones fríos. En todo caso, un proceso de recocido después de la irradiación restablece el orden atómico en el material [67].

11.2. Difracción y dispersión inelástica de neutrones

En un cristal existen varios planos o conjuntos de planos paralelos formados por átomos de cristal. La distancia entre los planos es designada por d . Si un haz de neutrones con un espectro continuo incide sobre el cristal formando un ángulo θ_i con el conjunto i de planos paralelos se obtendrá un haz reflejado con una longitud de onda asociada λ_i ; cumpliendo la relación de Bragg:

$$2d\text{sen}\theta_i = n\lambda_i, \quad (11.1)$$

donde n es un número entero.

De este modo se obtiene haces de neutrones con valores de λ dentro de intervalos angostos que permiten considerarlos monocromáticos.

La región de energía de neutrones térmicos es apropiada para la aplicación de la monocromatización con cristales. La utilización de cristales para la monocromatización de neutrones de grandes longitudes de onda es dificultosa debido a las reflexiones de orden mayor que 1.

Los haces de neutrones que salen del núcleo del reactor son usados para estudiar la estructura de los materiales, como organización de átomos. Las propiedades de los materiales dependen de esa organización.

La difracción de neutrones, que se traduce en una distribución angular de los neutrones que emergen luego de incidir en una muestra de material, brinda información sobre la distribución espacial de los átomos que la conforman. Los instrumentos usados para medir este fin son llamados difractómetros. En el reactor RP-10 se empezó trabajos de difracción en 2002 [68] y sería conveniente que se prosiguiera.

Para estudiar las fuerzas que fijan a los átomos en esa distribución, se mide la variación de la energía de los neutrones emergentes, respecto a la energía inicial, antes de incidir en la muestra. La técnica usada es llamada dispersión inelástica de neutrones. Se recomienda que se inicie la construcción de un instrumento para estos fines, puesto que impulsaría el estudio avanzado de materiales.

Para obtener información estadísticamente significativa de difracción, o de dispersión inelástica de neutrones, es necesario haces de neutrones con el mayor flujo posible; mientras mayor es el flujo, mayor será los alcances del estudio fluencia los materiales, lo que permite el estudio de materiales que se puedan realizar en un reactor de investigaciones [69]. Como que el reactor RP-10 del Perú no es de alto flujo, es conveniente que se apueste al uso de detectores de

alta sensibilidad y de detección que permita ubicar los puntos de detección.

11.3. Perspectivas

El impulso de las aplicaciones nucleares que empezó a mitad del siglo XX ha permitido descubrimientos cruciales para el desarrollo mundial. El Perú ha realizado una gran inversión al construir el Centro Nuclear de Huarangal, el que cuenta con un reactor de 10 Megavatios. Para que esta inversión tenga una rentabilidad científica y tecnológica es necesario completar la inversión, adquiriendo equipamiento para explotar al máximo sus potencialidades.

La investigación científica y tecnológica es solo posible con la participación de investigadores calificados. El Perú envió profesionales a laboratorios de países del Hemisferio Norte para capacitarse en técnicas nucleares. Desafortunadamente, la mayoría de los becados que obtuvieron grados de doctor no retornó.

En el Perú, la ciencia y la tecnología no tienen la prioridad en las políticas de Estado. Ello ha impedido que salga de su situación de país primario exportador que lo postrado en una situación de pobreza y dependencia tecnológica.

La pandemia provocada por el COVID 19 ha evidenciado las consecuencias de la falta de ciencia y tecnología. El Perú, en octubre del año 2020, era el país con el mayor número de muertes por millón de habitantes. España es otros de los países que más ha sufrido la pandemia. No es casualidad de que la antigua potencia colonial y su principal colonia tengan se encuentren en esa situación. El desapego de la ciencia es un tema cultural.

Es necesario un cambio cultural que lleve una mayor conexión con la innovación en el conocimiento.

Bibliografía

- [1] D. Blanc and G. Portal, *Physique nucléaire pour les medecins et les biologistes*. Masson, 1995.
- [2] J. E. J. E. Turner, *Atoms, radiation, and radiation protection*. Wiley-VCH, 2007.
- [3] K. S. Krane, J. Wiley, N. York, C. Brisbane, and T. Singapore, *INTRODUCTORY NUCLEAR PHYSICS*. 1988.
- [4] E. B. Podgorsak, “Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students,” tech. rep., 2005.
- [5] F. H. Attix, *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. Wiley-VCH, 2004.
- [6] F. M. Khan, *The physics of radiation therapy*. Lippincott Williams & Wilkins, 2014.
- [7] H. Cember and T. Johnson, “Introduction to Health Physics: Fourth Edition,” tech. rep., 1992.
- [8] L. De Broglie, “Recherches sur la théorie des Quanta, Annales de Physique 10* Série - Tomé III,” tech. rep., 2004.
- [9] C. F. v. Weizsäcker, “Zur Theorie der Kernmassen,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 96, pp. 431–458, jul 1935.
- [10] H. A. Bethe and R. F. Bacher, “Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 8, pp. 82–229, apr 1936.
- [11] A. Wapstra and K. Bos, “The 1977 atomic mass evaluation: in four parts part II. Nuclear-reaction and separation energies,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 19, pp. 215–275, mar 1977.

- [12] R. D. Woods and D. S. Saxon, “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering,” *Physical Review*, vol. 95, pp. 577–578, jul 1954.
- [13] I. Talmi, *Simple models of complex nuclei : the shell model and interacting boson model*. Harwood Academic Publishers, 1993.
- [14] F. Joliot and I. Curie, “Artificial Production of a New Kind of Radio-Element,” *Nature*, vol. 133, pp. 201–202, feb 1934.
- [15] E. Rutherford and F. Soddy, “LX. Radioactive Change,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 5, pp. 576–591, may 1903.
- [16] E. Rutherford and T. Royds, “XXI. The nature of the α particle from radioactive substances,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 17, pp. 281–286, feb 1909.
- [17] E. Fermi, “Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 88, pp. 161–177, mar 1934.
- [18] M. P. Villard, “Sur les rayons cathodiques,” *J. Phys. Theor. Appl*, vol. 8, no. 1, pp. 5–16, 1899.
- [19] E. Rutherford, “Bakerian Lecture. Nuclear Constitution of Atoms,” *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 97, pp. 374–400, jul 1920.
- [20] W. Bothe and H. Becker, “Künstliche Erregung von Kern- γ -Strahlen,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 66, pp. 289–306, may 1930.
- [21] J. Chadwick, “Possible Existence of a Neutron,” *Nature*, vol. 129, p. 312, feb 1932.
- [22] L. Stewart, “Neutron Spectrum and Absolute Yield of a Plutonium-Beryllium Source,” *Physical Review*, vol. 98, pp. 740–743, may 1955.
- [23] R. Martin, J. Knauer, and P. Balo, “Production, distribution and applications of californium-252 neutron sources,” *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 53, pp. 785–792, nov 2000.
- [24] A. Einstein, “Concerning an Heuristic Point of View Toward the Emission and Transformation of Light,” Tech. Rep. 5.

- [25] O. Hardouin Duparc, “Pierre Auger – Lise Meitner: Comparative contributions to the Auger effect,” *International Journal of Materials Research*, vol. 100, pp. 1162–1166, sep 2009.
- [26] A. H. Compton, “A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements,” *Physical Review*, vol. 21, pp. 483–502, may 1923.
- [27] Instituto Peruano de Energía Nuclear, “Reglamento de Seguridad Radiológica,” tech. rep., IPEN, LIMA, 1997.
- [28] IAEA, “RADIATION PROTECTION AND SAFETY OF RADIATION SOURCES: INTERNATIONAL BASIC SAFETY STANDARDS,” tech. rep., 2014.
- [29] O. Hahn and F. Strassmann, “Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle,” *Die Naturwissenschaften*, vol. 27, pp. 11–15, jan 1939.
- [30] L. Meitner and O. R. Frisch, “Products of the Fission of the Uranium Nucleus,” *Nature*, vol. 143, pp. 471–472, mar 1939.
- [31] H. Von Halban, F. Joliot, and L. Kowarski, “Liberation of Neutrons in the Nuclear Explosion of Uranium,” *Nature*, vol. 143, pp. 470–471, mar 1939.
- [32] H. L. Anderson, “Early Days of the Chain Reaction,” *Bulletin of the Atomic Scientists*, vol. 29, pp. 8–12, apr 1973.
- [33] B. E. Watt, “Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of U 235,” *Physical Review*, vol. 87, no. 6, pp. 1037–1041, 1952.
- [34] E. P. Wigner and J. E. Wilkins, “Effect of the Temperature of the Moderator on the Velocity Distribution of Neutrons with Numerical Calculations for H as Moderator,” in *Nuclear Energy*, pp. 499–508, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1992.
- [35] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, “USE OF NEUTRON BEAMS FOR MATERIALS RESEARCH RELEVANT TO THE NUCLEAR ENERGY SECTOR,” tech. rep., VIENNA, 2015.
- [36] H. Maier-Leibnitz and T. Springer, “Production and Use of Thermal Reactor Neutron Beams,” *Annual Review of Nuclear Science*, vol. 16, pp. 207–262, dec 1966.

- [37] P. Chieux and H. Dachs, *Neutron diffraction*. Springer-Verlag, 1978.
- [38] O. Anaya, R. Arrieta, W. Castillo, J. Villanueva, and A. Urcia, “OPERA-CIÓN Y USOS DEL REACTOR RP-10,” tech. rep., IPEN, Lima, 2001.
- [39] B. Dorner, “Annual report 1994,” 1995.
- [40] J. W. White and C. G. Windsor, “Neutron scattering-modern techniques and their scientific impact,” tech. rep., 1984.
- [41] V. A. Latorre and J. C. Armstrong, “N 14 Levels from Elastic Scattering of Protons by C 13,” *Physical Review*, vol. 144, pp. 891–901, apr 1966.
- [42] A. A. Rollefson and J. A. Aymar, “Levels in 20F near 6-MeV Excitation Energy,” *Physical Review C*, vol. 3, pp. 1704–1706, apr 1971.
- [43] L. A. Montestruque, M. Cobian-Rozak, G. Szaloky, J. Zumbro, and S. Darden, “Study of the 77, 79, 81, 83Se level structure with the reaction,” *Nuclear Physics A*, vol. 305, pp. 29–62, jul 1978.
- [44] J. e. a. Adam, “Flow Dominance and Factorization of Transverse Momentum Correlations in Pb-Pb Collisions at the LHC,” *Physical Review Letters*, vol. 118, p. 162302, apr 2017.
- [45] L. Aliaga, L. Bagby, B. Baldin, A. Baumbaugh, A. Bodek, R. Bradford, W. Brooks, D. Boehnlein, S. Boyd, and et al., “Design, calibration, and performance of the MINERvA detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 743, pp. 130–159, apr 2014.
- [46] H. Berger, “Neutron Radiography,” *Annual Review of Nuclear Science*, vol. 21, pp. 335–364, dec 1971.
- [47] H. Hinostroza, Y. Ravello, N. Cornejo, M. Mendoza, M. Montoya, A. Zúñiga, I. Huapaya, H. Hinostroza, and H. Hinostroza, “Neutrografía en el reactor peruano RP-10,” *Revista Peruana de Física*, vol. IV, no. 3, pp. 13–21, 2012.
- [48] P. S. Bedregal, P. A. Mendoza, I. M. Cohen, O. Baltuano, and E. H. Montoya, “Neutron activation analysis of archaeological artifacts using the conventional relative method: a realistic approach for analysis of large samples,” *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 291, pp. 37–42, jan 2012.

- [49] B. Torres, E. Montoya, P. Mendoza, P. Bedregal, M. Ubillús, and P. Olivera, “Determination of gold and silver in copper concentrates, using k0 based neutron activation analysis,” *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 257, pp. 597–601, sep 2003.
- [50] E. H. Montoya, P. A. Mendoza, P. S. Bedregal, O. R. Baltuano, and I. M. Cohen, “A combined method of neutron activation analysis and radiometric measurements for ^{234}U and ^{238}U determination in soil samples of low uranium concentration,” *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 291, pp. 175–178, jan 2012.
- [51] O. Anaya, R. Arrieta, W. Castillo, J. Villanueva, A. Urcia, R. Arrieta, A. Urcia, J. Villanueva, O. Anaya, and W. Castillo, “Operación y usos del reactor RP-10,” *Repositorio Digital del IPEN*, pp. 246–249, 2002.
- [52] J. Páez, P. Arias, and J. Miranda, “Diseño y simulación de un sistema de automatización del proceso de producción y fraccionamiento de ^{131}I , utilizando estrategias de control avanzado,” *Brazilian Journal of Radiation Sciences*, vol. 2, dec 2014.
- [53] J. Rojas, P. Mendoza, and A. López, “Producción de ^{99}Mo utilizando pastillas de MoO_3 obtenidas por compresión mecánica y tratadas térmicamente Mo production using MoO_3 pellets obtained by mechanical compression and heat treatment,” *Informe Científico Tecnológico*, vol. 14, pp. 145–152, 2014.
- [54] J. E. Sánchez Pavis, J. C. Sandoval Okuma, S. E. Contreras Carreño, and E. Cabello Morales, “Tratamiento de la Enfermedad de Graves con ^{131}I : Primeros casos en la Unidad de Endocrinología Pediátrica del Hospital Nacional Cayetano Heredia, Lima-Perú.,” *Revista Medica Herediana*, vol. 17, no. 1, pp. 8–14, 2006.
- [55] P. Saavedra, R. Cano, R. Morales, G. Mendoza, C. Aguilar, L. Muñoz, and J. Postigo, “Ablación con yodo-131 en niños y adolescentes con cáncer diferenciado de tiroides: Revisión de 13 casos,” *Repositorio Digital del IPEN*, pp. 97–99, 2004.
- [56] R. Morales, L. Taxa, M. Álvarez, C. Santos, A. Zevallos, C. Velarde, M. Sánchez, A. López, and A. Montoya, “Ganglio centinela para estadios tempranos en cáncer de cuello uterino,” *Revista Peruana de Ginecología y Obstetricia*, vol. 58, no. 1, pp. 35–41, 2012.

- [57] M. Stuiver and H. A. Polach, “Radiocarbon,” *Tech. Rep.* 3, 1977.
- [58] M. E. Brocca Pobes, *Datación de obsidianas por el método de huellas de fisión espontanea del uranio 238*. PhD thesis, Universidad Nacional de Ingeniería, 1994.
- [59] Zanabria César, R. Medina, L. R. Gilvonio, M. Munive, Ó. Baltuano, and J. L. Solís, “Análisis in situ de la cantera de caliza usando análisis por activación neutrónica de gammas inmediatos,” *Revista de la Sociedad Química del Perú*, vol. 74, no. 4, pp. 332–342, 2008.
- [60] A. El Abd, A. Abdel-Monem, and W. Kansouh, “Experimental determination of moisture distributions in fired clay brick using a ^{252}Cf source: A neutron transmission study,” *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 74, pp. 78–85, apr 2013.
- [61] J. Obhodaš, D. Sudac, K. Nađ, V. Valković, G. Nebbia, and G. Viesti, “The soil moisture and its relevance to the landmine detection by neutron backscattering technique,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 213, pp. 445–451, jan 2004.
- [62] G. Maghella, E. Mamani, J. Maguiña, and J. Condori, “Determinación de tiempos de residencia en las unidades de procesamiento de una planta de tratamiento de agua potable,” *Informe Científico Tecnológico*, vol. 11, pp. 72–75, 2011.
- [63] J. Valencia, E. Mamani, J. Maguiña, J. Condori, J. Condori, J. Valencia, J. Maguiña, and E. Mamani, “Hidrodinámica de drenaje ácido en filtraciones de una mina ubicada en el noreste peruano,” *Informe científico tecnologico.*, pp. 167–170, 2007.
- [64] J. R. Vargas, “Aplicaciones de la tecnología de irradiación en el espárrago peruano,” *Revista ECIPerú*, vol. 7, no. 2, pp. 63–68, 2010.
- [65] L. Gomez, G. Aldaba, D. Yarango, K. Argumedo, N. Ibannez, and J. Falconi, “Development of improved advanced mutant lines of cereal and native grains through radiation-induced mutagenesis in Peru,” *APPLIED LIFE SCIENCES (S60)*, vol. 46, no. 23, 2015.
- [66] E. Haas and M. Schnoller, “Phosphorus doping of silicon by means of neutron irradiation,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 23, pp. 803–805, aug 1976.

- [67] M. Tanenbaum and A. D. Mills, "Preparation of Uniform Resistivity n-Type Silicon by Nuclear Transmutation," *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 108, pp. 171–176, feb 1961.
- [68] M. Ticllacuri and Y. Ravello, "Uso del Conductor Radial N° 1 del Reactor RP-10 para la obtención de patrones de difracción vía el método de LAUE," tech. rep., Repositorio Digital del IPEN, LIMA, 2002.
- [69] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, "Research Reactor Application for Materials under High Neutron Fluence," in *Proceedings of an IAEA Technical Meeting (TM -34779)*, p. 197, 2011.