

Presentación

El autor

Modesto Montoya, Bachiller en Ciencias (1972) y Magister en Ciencias (1975) de la Universidad Nacional de Ingeniería (UNI), Doctor de Tercer Ciclo (1977) y Doctor de Estado en Física Nuclear (1981) de la Universidad París XI, Francia, es profesor principal de la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Ingeniería y Director General de Promoción y Desarrollo Tecnológico del Instituto Peruano de Energía Nuclear (IPEN).

El Dr. Montoya es miembro de la Academia Nacional de Ciencias del Perú fundador, fundador y director del Centro de Preparación para la Ciencia y Tecnología (CEPRECYT), Presidente de la Sociedad Peruana de Física (SOPERFI), de la Sociedad Peruana de Ciencia y Tecnología (SOPECYT) y de la Academia Nuclear del Perú.

Su trabajo científico en el área nuclear lo desarrolló en la UNI, en la Comisión de Energía Atómica (CEA) y en el Centro Nacional de Investigación Científica (CNRS) de Francia, en el Centro de Estudios Nucleares de Jülich y el Instituto de Investigaciones Nucleares (GSI) de Darmstadt de Alemania, en el Instituto Carnegie-Mellon de EEUU y en el Instituto Peruano de Energía Nuclear. Su especialidad es la fisión nuclear y las aplicaciones de la física de los neutrones.

Ha participado como expositor en numerosos eventos científicos en diversos países y publicado en revistas científicas internacionales. Ha sido editor de la Revista Nuclear del Perú y de la Revista Peruana de Física y autor de los libros "Tecnología Nuclear en el Perú", "Física de Altas Energías y Origen del Universo" y "Los Secretos de Huarangal".

El libro

Física Nuclear

Modesto Montoya

4

Física Nuclear

Primera edición, noviembre 1995
1 000 ejemplares

©1995 *Modesto Montoya*
Lima, Perú

Ediciones CEPRECYT
Centro de Preparación para la Ciencia y Tecnología
Juan de la Fuente 541, San Antonio, Miraflores, Lima, Perú
Tel/fax 4475713

A mis padres

Indice

1	Introducción	1
1.1	Un poco de historia.	
1.2	Componentes nucleares	
1.3	Propiedades nucleares	
1.4	Unidades y dimensiones	
2	Propiedades nucleares	
2.1	Radio nuclear	
2.2	Distribución de carga nuclear	
2.3	Distribución de masa nuclear	
2.4	Masa y abundancia nuclear	
2.5	Energía de ligadura	
2.6	Momento angular nuclear y paridad	
2.7	Momento electromagnético nuclear	
2.8	Estados nucleares excitados	
3	La fuerza entre nucleones	
3.1	El deuterón	
3.1.1	Energía de ligadura	
3.1.2	Espín y paridad	
3.1.3	Momento dipolar magnético	
3.2	Dispersión nucleón-nucleón	
3.3	Características de la fuerza nuclear	
3.3.1	Dependencia radial y del espín de los nucleones	
3.3.2	Dependencia tensorial	
3.3.3	Otras características de la fuerza entre nucleones	
3.4	El modelo de la fuerza de intercambio	

4 Modelos nucleares

- 4.1 Modelo de capas
- 4.2 Potencial en el modelo de capas
- 4.3 Potencial espín-órbita
- 4.4 Nucleones de valencia
- 4.5 Emparejamiento de nucleones y modelos colectivos
- 4.6 Vibraciones nucleares
- 4.7 Rotaciones nucleares

5 Radiactividad

- 5.1 Ley de decaimiento radiactivo
- 5.2 Teoría cuántica en radiactividad
- 5.3 Activación y decaimiento
- 5.4 Tipos de radiactividad
 - 5.4.1 Radiactividad α
 - 5.4.2 Radiactividad β
 - 5.4.3 Radiactividad γ
 - 5.4.4 Fisión espontánea
 - 5.4.5 Emisión de nucleones
 - 5.4.6 Vidas medias parciales
- 5.5 Radiactividad natural
- 5.6 Datación nuclear
- 5.7 Unidades de la radiactividad

6 Decaimiento α

- 6.1 Repulsión coulombiana
- 6.2 Emisión cuántica
- 6.3 Momento angular y paridad en decaimiento α
- 6.4 Espectrometría α

7 Decaimiento β

- 7.1 Energía liberada en el decaimiento β
- 7.2 Teoría de Fermi del decaimiento β
- 7.3 Reglas de selección de momento angular y paridad
- 7.4 Física del neutrino
- 7.5 Emisión beta-nucleón retardado
- 7.6 No conservación de la paridad

8 Decaimiento γ

- 8.1 Energética del decaimiento γ
- 8.2 Radiación electromagnética clásica
- 8.3 Transición cuántica
- 8.4 Reglas de selección de momento angular
- 8.5 Mediciones de distribución angular y polarización
- 8.6 Conversión interna
- 8.7 Tiempos de vida de la emisión γ
- 8.8 Espectrometría γ
- 8.9 Fluorescencia de resonancia nuclear y efecto Mössbauer

9 Física neutrónica

- 9.1 Fuentes de neutrones
- 9.2 Absorción y moderación de neutrones
- 9.3 Secciones eficaces y reacciones neutrónicas
- 9.4 Captura neutrónica
- 9.5 Difracción de neutrones

10 Fisión nuclear

- 10.1 Barreras de fisión
- 10.2 Dinámica de la fisión
- 10.3 Distribución de carga, masa y energía cinética
- 10.4 Estructura fina en la distribución de masas

- 10.5 Distribución de energía cinética
- 10.6 Efectos de la emisión de neutrones

11 Usos de un reactor de investigación

- 11.1 Características del RP-10
- 11.2 Neutrografía
- 11.3 Difracción de neutrones
- 11.4 Difractómetros
- 11.5 Espectrómetro de doble cristal
 - 11.5.1 Principio teórico
 - 11.5.2 Dispositivo experimental

12 Aplicaciones nucleares

- 12.1 Análisis por activación neutrónica
- 12.2 Sondas neutrónicas
- 12.3 Huellas de fisión
- 12.4 Dopado de silicio
- 12.5 Radiofármacos
- 12.6 Radiotrazadores
- 12.7 Control nucleónico
- 12.8 Irradiación de alimentos y productos médicos
- 12.9 Mejoramiento de plantas por mutación

Figura Figura Figura Figura Figura

Figura Figura Figura

Figura Figura Figura Figura Figura

Figura Figura Figura

Figura Figura Figura Figura Figura

Figura Figura Figura Figura Figura

Figura Figura Figura

Tabla Tabla Tabla Tabla Tabla Tabla Tabla

Tabla Tabla Tabla

Tabla Tabla Tabla Tabla

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10

11 12 13 14 15 16 17 18 19 20

21 22 23 24 25 26 27 28 29 30

31 32 33 34 35 36 37 38 39 40

41 42 43 44 45 46 47 48 49 50

51 52 53 54 55 56 57 58 59 60

61 62 63 64 65 66 67 68 69 70

71 72 73 74 75 76 77 78 79 80

81 82 83 84 85 86 87 88 89 90

91 92 93 94 95 96 97 78 99 100

100 101 102 103 104 105 106 107 108 109 110

111 112 113 114 115 116 117 118 119 120

121 122 123 124 125 126 127 128 129 130

12

131 132 133 134 135 136 137 138 139 140

141 142 143 144 145 146 147 148 149 150

151 152 153 154 155 156 157 158 159 160

161 162 163 164 165 166 167 168 169 170

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10

11 12 13 14 15 16 17 18 19 20

21 22 23 24 25 26 27 28 29 30

31 32 33 34 35 36 37 38 39 40

41 42 43 44 45 46 47 48 49 50

51 52 53 54 55 56 57 58 59 60

61 62 63 64 65 66 67 68 69 70

71 72 73 74 75 76 77 78 79 80

81 82 83 84 85 86 87 88 89 90

91 92 93 94 95 96 97 78 99 100

100 101 102 103 104 105 106 107 108 109 110

111 112 113 114 115 116 117 118 119 120

121 122 123 124 125 126 127 128 129 130

131 132 133 134 135 136 137 138 139 140

141	142	143	144	145	146	147	148	149	150
151	152	153	154	155	156	157	158	159	160
161	162	163	164	165	166	167	168	169	170
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
51	52	53	54	55	56	57	58	59	60
61	62	63	64	65	66	67	68	69	70
71	72	73	74	75	76	77	78	79	80
81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
91	92	93	94	95	96	97	78	99	100
100	101	102	103	104	105	106	107	108	109
110									
111	112	113	114	115	116	117	118	119	120
121	122	123	124	125	126	127	128	129	
130									
131	132	133	134	135	136	137	138	139	140
141	142	143	144	145	146	147	148	149	150

14

151 152 153 154 155 156 157 158 159 160

161 162 163 164 165 166 167 168 169 170

Chapter 1

Introducción

El descubrimiento de la radioactividad por Becquerel, en 1896, y la hipótesis de Rutherford, en 1911, sobre la existencia del núcleo, constituyen los hitos históricos de la física nuclear experimental y teórica. Durante el siglo XX se ha logrado una amplia comprensión del comportamiento del núcleo atómico. Asimismo, las técnicas usadas en la física nuclear han sido aplicadas en diversos otros campos de las ciencias físicas como la física atómica y la física de estado sólido. Por otro lado, las técnicas experimentales nucleares se han usado para estudiar la física de los quarks y la evolución del universo después del Big Bang.

La física nuclear ha dado lugar también a una serie de aplicaciones en el campo de la medicina, la agricultura, ciencias e ingeniería de materiales, entre otras. Tal vez lo más espectacular que se conoce de las aplicaciones nucleares sean la bomba atómica y las centrales nucleares.

A pesar del avance de la física nuclear, no se ha logrado una teoría coherente que se aplique para interpretar todos los fenómenos nucleares. Ello ha llevado a una parcelización fenomenológica de la física nuclear. La emisión beta, la emisión gamma, la emisión de neutrones, la fisión, las colisiones nucleares, por ejemplo, son descritas fenomenológicamente, en el marco de modelos independientes.

Ultimamente se ha encontrado que la interacción fuerte entre los quarks (constituyentes de los nucleones: neutrón y protón) es también responsable de la interacción entre nucleones. Sin embargo, este avance no ha permitido una interpretación global de los fenómenos nucleares.

En este contexto vamos a estudiar los diversos fenómenos nucleares como la radioactividad, la estructura nuclear, las reacciones nucleares y la relación con otras disciplinas.

1.1 Un poco de historia

Los filósofos griegos especulaban sobre la naturaleza fundamental de la materia. Cuatro siglos A.C., Demócrito pensó que la materia podía subdividirse hasta una mínima expresión llamada *átomo*. El átomo era entonces el constituyente fundamental de la materia. En el siglo XIX, la física experimental confirmó la validez de esta teoría. Nació entonces la física atómica, dedicada al estudio de las propiedades de los átomos de los diversos elementos. En esta especialidad trabajaron Dalton, Avogadro, Faraday y Mendeleyev. Este último hizo una clasificación sistemática de los elementos, caracterizados por las propiedades de los átomos respectivos.

En 1896, Becquerel descubre que algunos tipos de átomos son radiactivos. En 1898, los esposos Curie lograron identificar varias sustancias radioactivas. Rutherford estudió las propiedades de la radiactividad usándolas luego para estudiar los átomos. Este físico británico planteó la tesis de la existencia del núcleo. De esa forma se inició la física nuclear, dedicada precisamente al estudio de las propiedades de ese núcleo.

En los años 40 y 50, como una continuación de la física nuclear, emergió la física de partículas elementales, dedicada al estudio de un nivel más elemental de la materia que el núcleo. Las técnicas nucleares fueron usadas para el desarrollo de la física experimental en otros campos.

1.2 Componentes nucleares

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 de 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 razón entre la masa nuclear y la masa del protón, que aproximadamente es unas 2000 veces la masa del electrón (m_e). En 1932, Chadwick descubrió

el neutrón, sin carga y con una masa aproximadamente igual a la del protón. De esa forma se estableció que el núcleo contiene Z protones y $A - Z$ neutrones. El número de neutrones es indicado por N .

Una especie nuclear o nuclido es representado por ${}^A_Z\text{X}_N$, 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 define el número atómico 92 y el número de neutrones es $238-92$, el símbolo puede ser solamente ${}^A\text{U}$. La forma de representar el nuclido depende del fenómeno que se está estudiando. Para cada número atómico Z , pueden haber varios *isótopos*, es decir nuclidos con el mismo Z pero con diferente A . Algunos de estos nuclidos pueden ser estables o radiactivos, en cuyo caso se les llama *radioisótopos*. En la Fig. 1.1 se representa los valores de Z y N de núcleos estables y radiactivos. En ciertos tipos de estudio es conveniente referirse a los *isotonos*, es decir a nuclidos con el mismo N pero con diferente Z . Los nuclidos con el mismo A son llamados *isóbaros*.

1.3 Propiedades nucleares

El núcleo, como objeto de estudio, es observado por sus diversas propiedades. Entre éstas se tiene la masa, la carga, el radio, su abundancia relativa, las formas de decaimiento y sus vidas medias, la forma como reaccionan y sus secciones eficaces, el espín, el dipolo eléctrico y magnético, el cuadruplo eléctrico, sus niveles de excitación, etc.

Hasta el momento se han identificado números atómicos hasta el 111. Más de 1000 nuclidos han sido estudiados. Cada día se identifican nuevos nuclidos en reacciones en reactores nucleares o aceleradores de partículas. Muchos de esos nuclidos tienen una vida media muy corta, y se conoce sólo algunas de sus propiedades.

1.4 Unidades y dimensiones

Las dimensiones nucleares son del orden de 10^{-15} m, el cual es un 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. Algunos fenómenos como la ruptura del ^5He es del orden de 10^{-20} s. La vida media de los núcleos que generalmente decaen por emisión γ está en el rango entre 10^{-9} s (nanosegundo) hasta 10^{-12} s (picosegundo). Pero, en realidad, hay decaimientos más cortos y más lentos, los que pueden ir hasta una vida media de millones de años.

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

La masa nuclear es expresada en *unidades de masa atómica*, u, definida de tal forma que la masa de un átomo de ^{12}C es exactamente 12 u. Para el estudio de reacciones nucleares es conveniente expresar la masa en su equivalente en energía, usando la conversión $E = mc^2$. De esa forma, una unidad de masa es 931,502 MeV.

Figure 1.1: Núcleos estables (cuadrados negros) y núcleos radiactivos (entre los límites demarcados).

Chapter 2

Propiedades nucleares

Describir el núcleo compuesto por Z protones y N neutrones, en función de cada uno de los nucleones, es una tarea imposible, debido a la complejidad del problema y el elevado número de variables. Sin embargo, el núcleo puede describirse en función de algunas propiedades que pueden ser medidas en el laboratorio.

En este capítulo vamos a mencionar los parámetros siguientes: masa, carga, radio, energía de ligadura, momento angular, paridad, dipolo magnético y eléctrico, cuadrupolo eléctrico y energías de excitación.

2.1 Radio nuclear

El tamaño del núcleo no es definido como lo es en una esfera sólida. 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 en forma de distribución de probabilidad, la que se extiende hasta el infinito, aunque tendiendo a cero más allá del radio atómico 10^{-10} m. Para obtener una cantidad relacionada con el átomo es necesario una definición operacional de medición del radio atómico. Ello significa que el radio dependerá de esa definición, por lo que surgirán siempre algunos inconvenientes.

En el caso del núcleo podemos pensar en la densidad de nucleones que tiene una dependencia espacial similar al potencial nuclear. Dentro del núcleo, la densidad es relativamente constante, cayendo rápidamente

a cero en la superficie. Por esta razón se define el radio del núcleo y el ancho de la corteza nuclear, en la que la densidad pasa aproximadamente de su máximo a su mínimo.

Aún así, el valor dependerá del experimento que sirva para medir el radio y el espesor de la corteza nuclear. Entre los experimentos usados se tiene la dispersión de electrones de alta energía, rayos X muónicos, corrimiento isotópico de rayos X y óptico, y las diferencias de energía entre núcleos espejo. En estos casos, se mide la distribución de carga nuclear.

En la dispersión de Rutherford con partículas α y rayos X muónicos se mide la interacción fuerte entre partículas, determinándose la distribución de nucleones, llamada la distribución de la materia nuclear.

2.1.1 Distribución de carga nuclear

Los resultados de diversos experimentos muestran que 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.

$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx \text{constante.} \quad (2.1)$$

Lo que nos lleva a la relación

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (2.2)$$

donde R es el radio del núcleo. De los experimentos con dispersión de electrones, como los que se muestran en la Fig. 2.3 se obtiene $R_0 \simeq 1,2$ fm.

El espesor de la corteza nuclear, t , es definido como la distancia en la que la densidad de carga cae de 90% a 10%. El valor de t es aproximadamente 2,3 fm.

Una de las formas de obtener el radio nuclear es midiendo la diferencia de energía nuclear. Consideremos los núcleos ${}^3_1\text{H}_2$ y ${}^3_2\text{He}_1$. La diferencia entre los valores de energía de estos núcleos viene de la interacción coulombiana entre los protones, la que se puede calcular suponiendo una distancia entre estos nucleones, relacionada con el tamaño de los núcleos.

Para calcular de la diferencia de los valores de energía coulombiana, debido a que un protón reemplaza a un neutrón en un núcleo, es necesario tomar núcleos espejo, como ${}^{13}_7\text{N}_6$ y ${}^{13}_6\text{C}_7$.

La energía coulombiana de una esfera uniformemente cargada de radio R es

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q^2}{R}, \quad (2.3)$$

donde Q es la carga total de la esfera.

La diferencia de los pares de núcleos espejo es

$$\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R} [Z^2 - (Z-1)^2] \quad (2.4)$$

$$= \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R} (2Z-1). \quad (2.5)$$

Usando $R = R_0 A^{1/3}$ se obtiene

$$\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R} A^{2/3}. \quad (2.6)$$

La medición de la diferencia de energía coulombiana en núcleos espejo puede hacerse por dos métodos. El primero mediante la detección de emisión β , donde un protón se convierte en neutrón, emitiendo un electrón positivo o positrón. El segundo es mediante reacciones nucleares, bombardeando un núcleo con protones, de modo que se emita un neutrón y el protón ocupe su lugar. La diferencia de energía coulombiana será igual a la mínima energía necesaria para producir la reacción.

Usando las diversas técnicas para medir el radio nuclear se obtiene esencialmente el mismo valor que el calculado con $R_0 = 1,2 - 1,25\text{fm}$.

2.1.2 Distribución de la masa nuclear

En una colisión nuclear entra en juego la fuerza nuclear y la fuerza coulombiana. En 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 tendrá 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 este caso, las mediciones de dispersión angular de partículas α , en función de la energía, estarán de acuerdo con la dispersión coulombiana de las partículas α que no vencen la barrera 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. Ver Fig. 2.4. Otra forma de medir el radio nuclear es mediante el decaimiento α . Las partículas α salen de los núcleos con una vida media en función de la forma de la barrera coulombiana, la que depende de la distribución de la masa nuclear. Ver Fig. 2.5.

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.

2.1.3 Masa y abundancia nuclear

La masa nuclear es el resultado de la masa de los nucleones, $Zm_p + Nm_n$, y de la energía de ligadura, producto de la interacción nuclear. Esta energía de ligadura es del orden de 10^{-3} respecto a 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 masas nucleares con una precisión de 10^{-6} se usa métodos espectroscópicos. Cuando los núcleos son separados por su masa y son focalizados en una placa fotográfica, se trata de un espectrógrafo. En el caso de los espectrómetros, los núcleos pasan por ranuras y llegan a ser detectados electrónicamente.

En un espectroscopio, se cuenta en primer lugar con una fuente de iones, producido generalmente por un bombardeo de un blanco con electrones. De la fuente, los iones tienen un amplio rango de velocidades y masas.

Los iones pasan luego por un selector de velocidades. Para ello, el haz de iones es sometido a un campo eléctrico E que ejerce una fuerza qE sobre los iones y un campo magnético B , para contrarrestar el desvío

con la fuerza qvB .

Las partículas sobre las que se equilibran las fuerzas y, por lo tanto, no se produce desvío, son aquellas para las cuales

$$qE = qvB. \quad (2.7)$$

Finalmente, se aplica un selector de momento, que desvía los iones a órbitas circulares de radio r según la relación

$$mv = qBr. \quad (2.8)$$

Como q , B y v son definidas, a cada masa le corresponderá un determinado r de trayectoria. Ver Fig. 2.6. De estas dos relaciones se obtiene

$$m = \frac{qrB^2}{E}. \quad (2.9)$$

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

$$Q = m(x) + m(X) - m(y) - m(Y). \quad (2.10)$$

Con el espectrómetro de masas, variando E y B , se puede determinar la abundancia isotópica relativa, es decir la fracción de isótopos que pasan por las ranuras que determinan las masas. Con este método se ha obtenido, por ejemplo, la abundancia relativa del Kr, de la que se calcula la masa promedio de Kr natural:

$$\begin{aligned} m &= 0,00356m(^{78}\text{Kr}) + 0,0227m(^{80}\text{Kr}) + \dots \\ &= 83,8u. \end{aligned}$$

La separación isotópica en un espectrómetro es usada para procesar grandes cantidades de materiales. Una de sus aplicaciones es el enriquecimiento de uranio. Esta técnica tiene aplicaciones en diversos campos, por ejemplo en la determinación de la abundancia isotópica de deuterio y tritio en el agua, información que sirve para estudiar su antigüedad y altura de precipitación.

Recientemente se ha desarrollado la técnica de separación por láser. Esta técnica se basa en 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. Luego, en otra etapa, se irradia con rayos láser con una energía precisa para ionizar los átomos excitados, pudiendo luego ser desviados por un campo eléctrico, y colectados adecuadamente.

2.2 Energía de ligadura nuclear

La masa nuclear m_N no es accesible directamente. Por ello, ésta se define como la masa del átomo m_A menos la masa de los Z electrones y la energía de ligadura electrónica:

$$m_N = m_A - Zm_e + \sum_{i=1}^Z B_i, \quad (2.11)$$

donde B_i es la energía de ligadura del i ésimo electrón. La energía de ligadura electrónica es del orden de 10^{-6} la masa nuclear, de modo que una buena aproximación de la *energía de ligadura nuclear* de un núcleo, con Z protones y A nucleones, es:

$$B = Zm_p + Nm_n - m(^A\text{X}) + Zm_e, \quad (2.12)$$

donde $m(^A\text{X})$ es la masa atómica de (^AX) . También se usa la definición *defecto de masa*:

$$\Delta = m - A. \quad (2.13)$$

Asimismo, es útil determinar la *energía de separación del protón*, S_p , a partir del núcleo ${}^A_Z\text{X}_N$, la que es expresada como:

$$\begin{aligned} S_p &= B({}^A_Z\text{X}_N) - B({}^{A-1}_{Z-1}\text{X}_N) \\ &= m({}^{A-1}_{Z-1}\text{X}_N) - m({}^A_Z\text{X}_N) + m({}^1\text{H}). \end{aligned} \quad (2.14)$$

La masa de ${}^1\text{H}$ aparece en lugar de la masa del protón porque se está considerando la masa atómica.

En forma similar se puede definir la *energía de separación de un neutrón*

$$\begin{aligned} S_n &= B({}_Z^A X_N) - B({}_Z^{A-1} X_{N-1}) \\ &= m({}_Z^{A-1} X_{N-1}) - m({}_Z^A X_N) + m_n. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Otra cantidad útil es la *energía de ligadura promedio*, B/A . La *energía de ligadura promedio* con tendencia creciente desde $A = 1$ hasta $A = 60$ y con una media de aproximadamente 8 MeV. Ver Fig. 2.7.

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 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 $-a_S A^{2/3}$.

2.3 Momento angular nuclear y paridad

Considerando el potencial nuclear como central, tanto l como s y por lo tanto j son constantes. El momento angular total es representado por I y cumple con las propiedades cuánticas $I^2 = I(I + 1)$ e $I_z = m\hbar$, donde $m = -I, \dots, I$. Contrario a lo que pasa en física atómica, no hay campo tan fuerte como para romper el acoplamiento entre nucleones y dar lugar a $2j + 1$ sub estados para cada nucleón. El comportamiento de I es entonces como el de una partícula.

Muchas veces, las propiedades del núcleo corresponden a las del nucleón de valencia, entonces $I = j$. En otros casos, esas las determinan dos nucleones, en cuyo caso $I = j_1 + j_2$. También sucede que un nucleón interactúe con el resto del núcleo, entonces $I = j_{\text{partícula}} + J_{\text{núcleo}}$.

Así, los valores j son semienteros y las componentes z del momento angular total de los nucleones son $(\pm \frac{1}{2}\hbar, \pm \frac{3}{2}\hbar, \pm \frac{5}{2}\hbar)$. Ello tiene como consecuencia que:

A impar: $I = \text{semientero}$
 A par: $I = \text{entero}$

Junto con el espín nuclear, se tiene la *paridad*. Esta puede ser positiva o negativa. Tanto el espín como la paridad nuclear son expresadas en el símbolo I^π .

2.4 Momento electromagnético nuclear

Las distribuciones de carga y de corriente en el núcleo son expresadas como *momento multipolar* electromagnético, considerando las características cuánticas del núcleo, es decir los operadores respectivos.

La distribución más simple de carga la da un núcleo esférico, lo que corresponde a un monopolo eléctrico. Una corriente circular genera un dipolo magnético.

El momento eléctrico tiene también una paridad, la que está dada por $(-1)^L$, donde L es el orden del momento eléctrico. $L = 1$, para el monopolo; $L = 2$ para el dipolo, etc. La paridad del momento magnético es $(-1)^{L+1}$.

El monopolo eléctrico es Ze . El dipolo magnético es μ . Una espira circular con corriente i , que rodea un área A , tiene un momento magnético $|\mu| = iA$. Si la corriente es causada por un electrón con velocidad v , entonces

$$|\mu| = \frac{e}{(2\pi r/v)} \pi r^2 = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m} |\mathbf{l}|, \quad (2.16)$$

donde $|\mathbf{l}|$ es mvr . En cuántica tendríamos

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} l, \quad (2.17)$$

donde l es el número cuántico del momento angular orbital.

La cantidad $e\hbar/2m$ es el *magnetón*. Para el electrón se tiene el *magnetón de Bohr* $\mu_B = 5,7884 \times 10^{-5}$ eV/T. Considerando la masa del protón, se define el *magnetón nuclear* $\mu_N = 3,1525 \times 10^{-8}$ eV/T.

Podemos también expresar lo siguiente:

$$\mu = g_l l \mu_N, \quad (2.18)$$

donde g_l es el factor g, asociado con el momento angular l . El factor g_l es 1 para protones y 0 para neutrones (no tienen carga).

Para el espín intrínseco se usa la misma nomenclatura:

$$\mu = g_s s \mu_N, \quad (2.19)$$

donde $s = 1/2$ para protones, neutrones y electrones. La cantidad g_s es el *factor espín*, el que es resuelto en el marco de la mecánica cuántica. Los valores experimentales son:

$$\begin{aligned} \text{electrón: } g_s &= & 2,0023 \\ \text{protón: } g_s &= & 5,5856912 \pm 0,0000022 \\ \text{neutrón: } g_s &= & - 3,8260837 \pm 0,0000018 \end{aligned}$$

Cabe anotar que el factor espín no es entero para el protón y no es cero para el neutrón, lo que es un indicio que los nucleones no son partículas puntuales, sino que tienen una estructura.

Vemos que el factor espín del protón es 3,6 mayor que su valor esperado (2) como partícula puntual y el neutrón es 3,6 menor que el valor esperado (0) como partícula puntual. Estos resultados concuerdan con predicciones de la teoría de los quarks.

Los nucleones se acoplan de modo que en la mayoría de los núcleos par-par tienen un momento angular total igual a cero. El momento angular proviene de los nucleones periféricos.

El momento cuadrupolar eléctrico está dado por

$$eQ = e \int \psi^* (3z^2 - r^2) \psi dv, \quad (2.20)$$

para un protón. Para un neutrón orbitando $Q = 0$.

El momento cuadrupolar eléctrico puede ser estimado suponiendo sólo el nucleón de valencia, el que se puede asociar con un radio nuclear. El valor de Q puede ser estimado a $|eQ| \leq eR^2 A^{2/3}$, el que va desde 0,06 eb hasta 0,5 eb, donde b es un *barn* igual a 10^{-28}m^2 .

2.5 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 al estado fundamental.

Los estados nucleares excitados provienen de la deformación del núcleo, de la rotación, de las vibraciones, de la interacción de las partículas de valencia con el resto del núcleo, entre otras. Las características de estos niveles son energía de excitación, vida media y formas de decaimiento. El trabajo de tabulación de las formas de decaimiento de los núcleos ha sido amplio como intenso el trabajo de interpretación. Ello ha dado lugar a innumerables modelos, algunos de los cuales daremos a conocer en los siguientes capítulos.

Figure 2.1: Dispersión elástica de electrones por ^{208}Pb . De J. Heisenberg y cols., *Phys. Rev. Lett.* **23**, (1969)1402.

Figure 2.2: Coordenadas para experimentos de dispersión. El origen de coordenadas es arbitrario. r señala el elemento de carga dQ en el núcleo, y r es la posición del electrón.

Figure 2.3: Distribución de carga de varios núcleos, determinada por dispersión de electrones. De R.C. Barrett y D.F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure* (Oxford:Clarendon, 1977), adaptados por K. S. Krane, *Introductory to Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1987.

Figure 2.4: Ruptura entre la dispersión coulombiana y el acercamiento de una partícula α al núcleo del blanco Pb.

Figure 2.5: Barrera de penetración en el decaimiento α .

Figure 2.6: Vista esquemática de un espectrógrafo de masa.

Figure 2.7: Energía de ligadura por nucleón.

Chapter 3

Modelos nucleares

La forma como se trató 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. Además, hay que tomar en cuenta que la fuerza nuclear es una fuerza a tres cuerpos. Para facilitar el tratamiento del núcleo se recurre a simplificaciones del problema hasta el punto de convertirlo en matemáticamente soluble, dando lugar a los modelos nucleares.

3.1 Modelo de capas

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 neutrones, la que muestra desviaciones de los valores que dan las fórmulas semi-empíricas, en forma similar a las variaciones de la energía de ionización. Ver Fig. 3.1.

La variación brusca en la energía de separación debería corresponder a una capa llena. Los correspondientes números mágicos vienen a ser 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. De esa forma se llega a la ocupación de cada sub capa por cada nucleón.

3.2 Potencial en el modelo de capas

En el modelo de capas debe escogerse un potencial en el que se mueven los nucleones. Los más simples de ellos son el pozo del potencial y el potencial armónico simple. En ambos casos, para cada nivel se obtiene una degenerancia de $2(2l + 1)$, que surge de los $2l + 1$ diferentes m_l para el valor orbital l y de número 2 por los valores m_s . En la nomenclatura de los niveles nucleares, 1d significa el primer estado d, 2d el segundo estado d, etc. Los neutrones y protones, son tratados en forma separada. Ver Fig. 3.2.

Un potencial más realista que el pozo infinito de potencial y el potencial armónico puede ser dado por la fórmula

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}, \quad (3.1)$$

donde R y a son los radios medios y el espesor de la corteza nuclear, los que del experimento resultan aproximadamente $R = 1,25A^{1/3}$ fm y $a = 0,524$ fm. Ver Fig. 3.3. El valor de V_0 , el que 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 degenerancia de las capas mayores, obteniéndose los números mágicos 2, 8 y 20, pero no resultan los números mágicos mayores.

3.3 Potencial espín-órbita

Para lograr los números mágicos experimentales, se tuvo que añadir el término espín-órbita en forma similar a la que 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 realidad, en el caso del núcleo, el término espín-órbita no viene de la interacción electromagnética, la que no explicaría la tremenda separación de niveles.

La interacción espín-órbita es expresada como $V_{so}(r)\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$. El término $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ puede ser expresado como

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} = \frac{1}{2}(\mathbf{j}^2 - \mathbf{l}^2 - \mathbf{s}^2). \quad (3.2)$$

Sin considerar V_{so} , el valor esperado de este término será

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} = \frac{1}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \hbar^2. \quad (3.3)$$

De esa forma aparece el número cuántico j , puesto que m_l y m_s no son válidos.

El corrimiento que se logra con este término añadido logra los números cuánticos observados experimentalmente, prediciendo incluso el número 184, aún no observado. Otro éxito de este modelo es la predicción del espín y la paridad de los núcleos.

3.4 Nucleones de valencia

Vamos a considerar la hipótesis del *modelo de partículas extremadamente independientes*, en la que sólo un nucleón no está emparejado y que éste da cuenta de las propiedades del núcleo. Luego podemos extender este modelo a casos en que sólo algunos nucleones están fuera de una capa llena. Los resultados de los cálculos coinciden razonablemente con los valores experimentales. Las diversas cantidades como el espín-paridad, el momento dipolar magnético, el cuadrupolo eléctrico, los niveles de energía y la probabilidad de transición entre niveles son obtenidas con razonable concordancia con los valores experimentales.

Las propiedades de los núcleos arriba señaladas parecen venir entonces de los nucleones en la superficie nuclear. Cabe preguntarse sobre lo que pasa en el interior. Para ello, debemos medir alguna característica que venga precisamente del interior del núcleo, como lo es por ejemplo la distribución de densidad de partículas. En este caso, el modelo de la partícula independiente da cuenta también de este problema, confirmando su validez.

3.5 Emparejamiento de nucleones y modelos colectivos

El primer nivel excitado de los núcleos con Z par y N par es bastante elevado respecto a los núcleos con A impar. Ello ha llevado a sugerir que

para excitar un núcleo se debe romper una pareja de nucleones, para lo cual se necesita una energía de aproximadamente 2 MeV.

Existen anomalías, por ejemplo cuando el primer nivel excitado de un núcleo par-par tiene una energía mucho menor que 2 MeV y que corresponde a 2^+ . Estas anomalías se explican por el paso de una pareja de nucleones de valencia a un nivel superior. En realidad, las posibilidades de un par de protones o neutrones para cambiar de nivel emparejados puede dar lugar a estados 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ , 10^+ .

El modelo de capas es bastante simplificado. En realidad, un estado del núcleo es la combinación de varias posibilidades. Se llega a una situación en que varias propiedades de los núcleos son *propiedades colectivas*, para las cuales interviene el movimiento colectivo de los nucleones. Estas propiedades varían muy poco en función del tamaño del núcleo y es independiente del tipo de nucleones que se encuentren en la superficie nuclear, al exterior de las sub-capas llenas.

Otras propiedades colectivas que son explicadas por el modelo de capas es la razón de transición $E(4^+)/E(2^+)$ que es aproximadamente 2 para núcleos menores que $A = 150$ y constante igual a 3,3 para $150 < Z < 190$. El momento magnético de los estados 2^+ se encuentra en el rango $0,7 - 1,0$. El cuadrupolo eléctrico es pequeño para $A < 150$ y elevado para $A > 150$. Ello indica que las propiedades colectivas señaladas son nítidamente diferentes en las dos regiones de masa.

Para $A < 150$, el modelo apropiado corresponde a vibraciones alrededor de la forma esférica y para $150 < A < 190$ se trataría de rotaciones de un sistema deformado.

3.6 Vibraciones nucleares

Aunque en promedio el núcleo es esférico, la forma del núcleo en el tiempo t está dada por

$$R(t) = R_{av} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi). \quad (3.4)$$

La simetría por reflexión da como condición $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda-\mu}$. La constante ($\lambda = 0$) corresponde al radio promedio $R_{av} = R_0 A^{1/3}$.

$\lambda = 1$ corresponde a una vibración dipolar y debe corresponder a una interacción externa, dado que genera el desplazamiento del centro de masa. La vibración cuadrupolar $\lambda = 2$ corresponde a una excitación interna. El cuanto de vibración interna se trata del fonón. Una unidad de $\lambda = 2$ es llamado un *fonón cuadrupolar*. Ver Fig. 3.4. Una unidad adicional de energía de vibración, es decir un fonón cuadrupolar al estado fundamental 0^+ , añade la dependencia $Y_{2\mu}$ a la función de onda y paridad par, desde que está dada por $(-1)^l$. Añadiendo dos unidades de momento angular al 0^+ resulta el estado 2^+ , que corresponde al primer nivel excitado de los núcleos esféricos Z par y N par.

De acuerdo al modelo vibracional, si la forma para el equilibrio es esférica, el momento cuadrupolar del primer nivel 2^+ se anularía. Los resultados experimentales muestran que para $A < 150$, el cuadrupolo eléctrico es pequeño o casi nulo. El momento magnético del primer nivel 2^+ predicho es $2(Z/A)$, que está en el rango $0,8 - 1,0$, en acuerdo a las mediciones. Se obtiene también concordancia con las probabilidades de transición. Ver Fig. 3.5.

3.7 Rotaciones nucleares

Los niveles rotacionales corresponden a *núcleos deformados*, los que se encuentran para las masas $150 < A < 190$ y para $A > 220$. Los núcleos deformados pueden ser representados por

$$R(\theta, \phi) = R_{\text{av}} [1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)], \quad (3.5)$$

el cual es independiente de ϕ y tiene una simetría cilíndrica. El *parámetro de deformación* β está relacionado con la excentricidad de la elipse,

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{\text{ave}}}, \quad (3.6)$$

donde ΔR es la diferencia entre el semieje mayor y el semieje menor de la elipse. Cuando β es positivo, el núcleo es prolato y cuando β es negativo el núcleo es oblató. Ver Fig. 3.6.

Para los núcleos deformados se tiene un valor grande del cuadrupolo eléctrico, el que se relaciona con β según

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} R_{\text{av}}^2 Z \beta (1 + 0,16\beta). \quad (3.7)$$

La energía cinética de rotación es $\frac{1}{2}\mathfrak{I}\omega^2$, donde \mathfrak{I} es el momento de inercia. Tomando en cuenta la mecánica cuántica, la energía de rotación resulta

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}I(I + 1), \quad (3.8)$$

donde I es el número cuántico del momento angular. Los niveles de energía, dados por la fórmula (3.8) constituyen la *banda rotacional*.

Figure 3.1: Energía de separación de dos protones de varios isótonos (N constante).

Figure 3.2: Estructura de capas resultante de un potencial cuadrado infinito y oscilador armónico.

Figure 3.3: Una forma realista del potencial para el modelo de capas.

Figure 3.4: Los primeros tres modos de vibración de un núcleo.

Figure 3.5: Los dos primeros niveles de vibración del ^{120}Te .

Figure 3.6: Formas de equilibrio oblato y prolato de núcleos deformados.

Chapter 4

Radiactividad

La radiactividad natural es un fenómeno en 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 Irene Curie y Frederic Joliot. Estos científicos usaron las partículas α de la radiactividad natural del polonio para bombardear aluminio, produciendo el isótopo ^{30}P , el que emite un positrón, con una vida media de 2,5 min.

4.1 Ley de decaimiento radiactivo

Si se tiene N núcleos radiactivos en el tiempo t , el número dN que decaen en el 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 nucleones 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 (4.2) 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 fácil de tratar es la actividad \mathcal{A} , definida como $\mathcal{A} = -dN/dt$, que es el número de decaimientos por unidad de tiempo, lo que se puede medir. Usando la ley de decaimiento se logra

$$\mathcal{A}(t) = \lambda N(t) = \mathcal{A}_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.6)$$

La unidad de actividad es el número de decaimientos por segundo, llamado *becquerelio* (Bq). Otra unidad para la actividad es el *curie* (Ci), definida como la actividad de un gramo de radio, o simplemente

$$1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{decaimientos/s}. \quad (4.7)$$

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

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

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

Los núcleos pueden decaer en dos modos diferentes. Entonces

$$\begin{aligned} \lambda_a &= \frac{-(dN/dt)_a}{N} \\ \lambda_b &= \frac{-(dN/dt)_b}{N}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

El decaimiento total será

$$-\left(\frac{dN}{dt}\right)_t = -\left(\frac{dN}{dt}\right)_a - \left(\frac{dN}{dt}\right)_b = N(\lambda_a + \lambda_b) = N\lambda_t, \quad (4.11)$$

donde $\lambda_t = \lambda_a + \lambda_b$ es la constante de decaimiento total.

Entonces, considerando dos tipos de decaimiento a núcleos estables se tendrá

$$\begin{aligned} N_1 &= N_0 e^{-\lambda_1 t} \\ N_{2,a} &= (\lambda_a/\lambda_t) N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \\ N_{2,b} &= (\lambda_b/\lambda_t) N_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}). \end{aligned} \quad (4.12)$$

4.2 Activación y decaimiento

La producción de sustancias radioactivas, *radioisótopos*, se realiza en reactores nucleares y aceleradores. En un reactor, los núcleos capturan neutrones, y en el acelerador son bombardeados con partículas cargadas. La producción de radioisótopos será en una razón R que dependerá del número de núcleos blanco N_0 , el flujo o intensidad de partículas incidentes I y de la sección eficaz de la reacción. Los valores típicos del flujo de las partículas en un reactor o en un sincrotrón es de $10^{14}/s \cdot cm^2$ y de la sección eficaz es del orden de barns ($10^{-24} cm^2$). La probabilidad de producir un núcleo en radiactivo es alrededor de $10^{-10} s$. Una irradiación durante horas de un núcleo blanco convierte en radiactivo una pequeña fracción de los núcleos que es del orden de 10^{-6} . De modo que aproximadamente

$$R = N_0 \sigma I \quad (4.13)$$

es aproximadamente constante.

Si N_1 es el número de núcleos radiactivos formados en la reacción, los que decaen con una constante λ_1 al núcleo estable N_2 , entonces

$$dN_1 = R dt - \lambda_1 N_1 dt. \quad (4.14)$$

Entonces

$$N_1(t) = \frac{R}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (4.15)$$

y

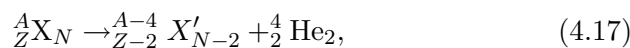
$$\mathcal{A}_1(t) = \lambda_1 N_1(t) = R(1 - e^{-\lambda_1 t}). \quad (4.16)$$

4.3 Tipos de radiactividad

Los tres tipos de radiactividad conocidos son la emisión de α , β y γ , por intermedio de los cuales un núcleo activo busca su estabilidad, para lo cual puede cambiar de composición.

4.3.1 Radiactividad α

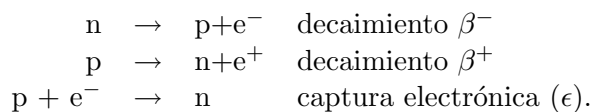
En este tipo de radiactividad, el núcleo emite un núcleo de helio ${}^4_2\text{He}$. La reacción puede expresarse como



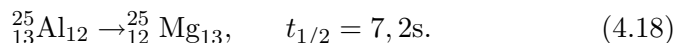
donde X y X' representan los núcleos inicial y final.

4.3.2 Radiactividad β

La emisión de electrones e^- y positrones e^+ es llamada radiactividad β . Los procesos involucrados son los siguientes:



En los tres procesos hay emisión de una partícula llamada *neutrino*. Un caso representativo de emisión beta es



En este proceso el número másico se mantiene constante.

4.3.3 Radiactividad γ

La radiactividad γ es similar a la emisión de radiación atómica como la óptica o los rayos X. La energía de los rayos γ es la diferencia entre la energía del estado inicial y la del estado final de núcleo emisor. 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 los estados excitados son llamados *estados isoméricos*,

o *metastables*. Un núcleo en estado metastable es representado en la forma $^{99}\text{Tc}^m$.

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

4.3.4 Fisión espontánea

En este proceso, un núcleo en forma espontánea se parte en dos fragmentos, los que decaen a través de emisión neutrónica, α β o γ . Uno de los ejemplos de fisión espontánea se da en el ^{254}Cf ($t_{1/2} = 60,5$ días).

4.3.5 Emisión de nucleones

Cuando los núcleos están lejos del valle de estabilidad, puede emitir nucleones. En los productos de fisión, que son ricos en neutrones, se produce precisamente emisión de neutrones. En casos como el del decaimiento β del ^{73}Kr , con ($t_{1/2} = 27$ s), que lo lleva al ^{73}Br a una energía de 5 MeV, termina emitiendo protones para quedar en ^{72}Se .

4.3.6 Vidas medias parciales

Cuando el decaimiento se hace en varios modos, las intensidades relativas son expresadas por la *razón de direccionamiento*. Por ejemplo, el ^{226}Ra decae por α al estado fundamental del ^{222}Rn , con una razón de direccionamiento de 94%, y al primer nivel excitado, con una razón de direccionamiento de 6%. El ^{226}Ac decae por emisión α (0,006%), por emisión β^- (83%) y ϵ (17%).

La razón de direccionamiento puede expresarse por las vidas medias parciales. Por ejemplo, el caso del ^{226}Ac ($t_{1/2} = 29$ h) corresponde a una vida media total de

$$\lambda_t = \frac{0,693}{t_{1/2}} = 6,6 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}. \quad (4.19)$$

Los valores de las constantes de decaimiento parciales están dadas por la razón de direccionamiento multiplicado por λ_t . Así, las constantes de

decaimiento serán

$$\begin{aligned}\lambda_\beta &= 0,83\lambda_t = 5,5 \times 10^{-6} s^{-1} \\ \lambda_\epsilon &= 0,17\lambda_t = 0,17 \times 10^{-6} s^{-1} \\ \lambda_\alpha &= 6 \times 10^{-5}\lambda_t = 4 \times 10^{-10} s^{-1}.\end{aligned}$$

De estas cantidades se obtienen las vidas medias parciales, que resultan una forma de presentar las razones de direccionamiento.

4.4 Radiactividad natural

El sistema planetario solar se formó hace 4,500 millones de años. Después de 10,000 millones de años del Big Bang se fueron formando los elementos hidrógeno y helio, y luego los otros elementos más pesados que, poco a poco, se constituían en el interior de las novae y supernovas. Desde esa época quedan unos cuantos elementos radiactivos, que son responsables del calentamiento interior de la Tierra.

Los elementos pesados van desintegrándose en otros a través de emisión α y β , los que van decreciendo el Z y el A , hasta llegar a núcleos estables. Ello da lugar a series radiactivas que corresponden al torio ($t_{1/2} = 1,41 \times 10^{10}$), neptunio ($t_{1/2} = 2,14 \times 10^6$), uranio ($t_{1/2} = 4,47 \times 10^9$) y actinio ($t_{1/2} = 7,04 \times 10^8$), con número de masa $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$ y $4n + 3$, respectivamente.

Estos radioisótopos se encuentran en los materiales de la Tierra, en rocas y minerales que se formaron con la Tierra hace 4,500 millones de años. El Np tiene una vida demasiado corta para quedar en materiales naturales.

Estos radioisótopos están ligados a materiales en el interior de la Tierra, lo que no constituye un riesgo para la salud. Sin embargo, de ellos se emite el radón, que es un gas radiactivo. El radón se convierte en un precursor de terremotos. El radón sale de los materiales de las paredes de edificios. Ello da lugar a riesgos de cáncer al pulmón.

Figure 4.1: Probabilidad para observar la energía de un estado inestable de ancho Γ_a .

Figure 4.2: El núcleo inicial con Z protones y N neutrones tiene varias formas de decaimiento.

Chapter 5

Decaimiento α

Las partículas alfa fueron descubiertas en la radiactividad natural, como las menos penetrantes. En 1903, Rutherford midió su razón carga/masa, usando una combinación de campos magnéticos y eléctricos. En 1909, Rutherford muestra que las partículas alfa son núcleos de helio. Las partículas alfa son emitidas principalmente por núcleos pesados inestables.

5.1 Repulsión coulombiana

Las partículas alfa son emitidas por repulsión coulombiana, la que aumenta con el número atómico Z (la fuerza es proporcional a Z^2) de los núcleos, mucho más rápido que la fuerza nuclear, que es proporcional a A .

Para comprender las razones de emisión alfa como forma de liberar energía por parte del núcleo con la emisión de partículas livianas, es conveniente recordar los valores Q de emisión por parte del ^{233}U de partículas con masa vecina a la de la partícula alfa son negativos, mientras que para la partícula alfa se tiene 5,41 MeV. Como sabemos, las reacciones con valores negativos de Q no pueden ser espontáneas. Debemos aclarar que para partículas más pesadas como ^8B o ^{12}C , el valor Q es positivo, pero la constante de desintegración es muy pequeña.

Suponiendo que el núcleo X emite una partícula alfa y que el núcleo

residuo sea representado por X' . Entonces el balance energético será

$$m_X = m_{X'} + T_{X'} + m_\alpha + T_\alpha, \quad (5.1)$$

que considerando la definición de Q resulta

$$Q = m_X - m_{X'} - m_\alpha = T_{X'} + T_\alpha. \quad (5.2)$$

Teniendo en cuenta la conservación de momento lineal y que el problema es no relativístico resulta

$$T_\alpha = \frac{Q}{1 + m_\alpha/m_{X'}}. \quad (5.3)$$

Los valores típicos de Q son de 5 MeV, de los cuales, por la razón de masas, la energía de retroceso de núcleo emisor es de 100 keV.

5.2 Emisión cuántica

La teoría de emisión α desarrollada en 1928 considera que la partícula α se mueve en una región esférica, determinada por el núcleo hijo, en el potencial que da lugar la interacción coulombiana, proporcional a $1/r$ al exterior de la esfera, y el potencial nuclear dada por un pozo cuadrado de profundidad V_0 para $r < a$, donde a es el radio del núcleo. La partícula α tiene una energía total Q . Ver Fig. 5.1.

Clásicamente, la partícula α tiene la región prohibida $a < r < b$, donde $Q < V(r)$. Cuánticamente, la desintegración α tiene una constante de desintegración dada por

$$\lambda = fP. \quad (5.4)$$

Aquí, P es la probabilidad de transmisión a través de la barrera y f es la frecuencia con la que la partícula α choca contra la barrera intentando salir, la que aproximadamente es

$$f = \frac{v}{a}, \quad (5.5)$$

donde v es la velocidad de la partícula α , es decir

$$f = \sqrt{\frac{2(Q + V_0)}{m}}/a. \quad (5.6)$$

La probabilidad para pasar una barrera de alto $V(r)$ y de ancho dr , es decir entre r y $r + dr$, es

$$dP = \exp \left\{ -2dr \sqrt{(2m/\hbar^2) [V(r) - Q]} \right\}. \quad (5.7)$$

De modo que la probabilidad para pasar la barrera completa será

$$P = e^{-2G}, \quad (5.8)$$

donde el *factor Gamow* es

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_a^b [V(r) - Q]^{1/2} dr. \quad (5.9)$$

Esta fórmula resulta finalmente

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 Q}} \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[\arccos\sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)} \right], \quad (5.10)$$

donde $x = a/b = Q/B$. Para la mayoría de los casos de interés se tiene $x \ll 1$, por lo tanto, la cantidad entre los braquets es $\pi/2 - 2x^{1/2}$.

De los valores de f y P se calcula λ , obteniéndose $t_{1/2}$, que si bien no es exactamente igual a los valores experimentales, reproduce las tendencias en función de la carga de los núcleos.

Para este cálculo aproximado no se ha tomado en cuenta las funciones de onda inicial y final, ni el momento angular que lleva la partícula α , ni la forma del núcleo que no es esférica.

A pesar de la simplificación del cálculo, los resultados explican por qué es raro ver emisión de partículas vecinas a las partículas α , las que dan una vida media extremadamente larga.

5.3 Momento angular y paridad en decaimiento

α

La partícula α emitida lleva consigo energía y momento angular. En una transición que va de I_i a I_f , la partícula α puede llevar entre $I_i + I_f$ e $|I_i - I_f|$. La partícula α es un núcleo de helio, con dos protones y

dos neutrones emparejados con espín total igual a cero, de modo que el momento angular es de carácter orbital. La función de onda de la partícula α es representada por $Y_{l,m}$ con $l = l_\alpha$, de modo que la paridad asociada a esta partícula es $(-1)^{l_\alpha}$. Para este caso, la regla de selección exige que si el estado final y el estado inicial tienen la misma paridad, la paridad de la radiación debe ser par; si el estado final y el estado inicial tienen paridades opuestas, la de la radiación debe ser impar.

Un estado inicial puede poblar muchos estados finales, lo que se conoce como estructura fina del decaimiento α . Por otro lado, las partículas α tienen diferentes valores Q y diferentes intensidades, dependiendo de los estados inicial y final y del momento angular l_α . Esto se debe a que el potencial de la partícula α toma en cuenta también el término centrífugo $l(l+1)\hbar/2mr^2$. Se observa que, en general, comenzando del estado inicial 0^+ , la intensidad disminuye cuando el momento angular del estado final aumenta.

Cuando ni el estado inicial ni el final tiene espín 0, el análisis se complica, desapareciendo las prohibiciones absolutas de decaimiento.

La emisión α con l tiene una distribución dada por $Y_l(\theta, \phi)$. El momento angular que lleva la radiación es obtenida de la distribución angular. Para medirla, primero se alinea el espín del núcleo emisor como también el momento dipolar o cuadrupolar eléctrico usando un campo magnético o una gradiente del campo magnético en un cristal. Ello requiere también mantener la muestra a bajas temperaturas para evitar que el movimiento térmico destruya el alineamiento. Estas temperaturas son generalmente más bajas que 0,01 K. Por otro lado, como generalmente el núcleo emisor de partículas α es deformado, se espera por ejemplo que un núcleo prolato emita más fácilmente por los polos, debido que allí es menor la barrera de Coulomb.

5.4 Espectroscopía α

La emisión de partículas α permite estudiar propiedades del núcleo. Los valores de energía de las partículas α forman grupos, que representados en espectros, dan picos cuyas áreas son las intensidades para cada uno de esos grupos. Debido al efecto de retroceso, para obtener las energías de decaimiento, es decir los niveles respectivos, debe usarse la ecuación

(5.3). Además, como los núcleos finales decaen al estado fundamental emitiendo rayos γ , midiendo la energía y las intensidades de éstos se logra establecer un esquema de decaimiento más detallado.

En las mediciones de los γ s, que siguen a la emisión α , se usa el método de coincidencia $\alpha - \gamma$, el que se logra electrónicamente considerando los γ s emitidos después de un cierto tiempo de la emisión α . En algunos casos, se detecta los gammas que salen en cascada después de los α .

Como uno puede imaginar, la asignación del espín y el momento angular intrínseco no es fácil. Para hacerlo es necesario mucha información sobre el decaimiento γ .

Figure 5.1: Energía potencial de un sistema de una partícula α y un núcleo hijo.

Chapter 6

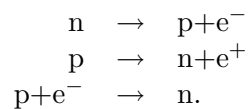
Decaimiento β

Las primeras observaciones sobre la radiación fueron en torno a la emisión de electrones negativos. En 1938, Alvarez detectó rayos X provenientes de las transiciones provocadas por la desocupación de nivel debido a la absorción por el núcleo de un electrón. Frederic e Irene Joliot-Curie, en 1934, detectaron la emisión de electrones positivos (positrón) como proceso de decaimiento radiactivo. Luego se descubrió que en los rayos cósmicos venían también positrones.

El caso más simple de decaimiento β es la conversión de un protón en un neutrón o de un neutrón en un protón. Con la emisión beta, el número atómico cambia de una unidad pero el número másico permanece el mismo. El decaimiento β es pues una forma que tiene el núcleo de buscar su estabilidad sin cambiar de masa.

La comprensión del decaimiento β no ha sido tan rápida como la del decaimiento α .

El decaimiento β tiene entonces las formas:



Estos procesos, decaimiento β^- , β^+ y captura de electrón orbital (ϵ), involucran la emisión de una partícula llamada neutrino en cada uno. Por limitaciones energéticas, la emisión de positrones y la captura de electrones ocurre sólo en el caso de protones ligados en un núcleo.

6.1 Energía liberada en el decaimiento β

En el decaimiento beta, la distribución de energía de los electrones es continua. Esto confundió a los físicos en 1920. El límite superior de la distribución de energía de los electrones es igual a la diferencia de energías de los estados inicial y final. Ver Fig. 6.1.

En 1931, Pauli propuso que en la emisión β se emite una partícula acompañante llamada por Fermi *neutrino*, la que lleva la energía que falta. Esta partícula es muy penetrante, interactuando poco con la materia. Existe el neutrino (ν), emitido en el decaimiento β^- y el antineutrino ($\bar{\nu}$), emitido con el decaimiento β^+ .

Consideremos el decaimiento β^- de un neutrón, cuya vida media es de 10 min. La reacción correspondiente es la siguiente:



El valor Q de la reacción será

$$Q = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}}). \quad (6.2)$$

Para el decaimiento de neutrones en reposo se tiene

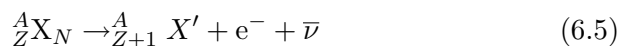
$$Q = T_p + T_e + T_{\bar{\nu}}. \quad (6.3)$$

El valor máximo de la energía de los electrones emitidos es $0,782 \pm 0,013$ MeV. Usando los valores medidos de las masas se tiene

$$Q = 0,782 \text{ MeV} - m_{\bar{\nu}}. \quad (6.4)$$

De modo que, despreciando la energía de retroceso del protón (aproximadamente 0,3 keV), se puede considerar que la masa del neutrino es cero, dentro de la precisión de medición de la energía máxima. El neutrino se mueve a la velocidad de la luz.

En el decaimiento β^- , del núcleo X al núcleo X',



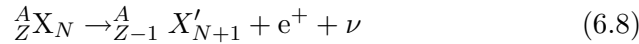
despreciando la energía de ligadura de los electrones se tendrá

$$Q_{\beta^-} = m({}^A X) - m({}^A X') \quad (6.6)$$

donde m es la masa atómica de un átomo neutro. El valor de Q es la energía compartida entre el electrón y el neutrino:

$$Q_{\beta^-} = T_e + E_{\bar{\nu}}. \quad (6.7)$$

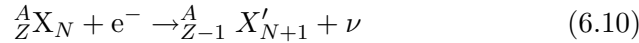
En el caso del decaimiento positrón, el proceso es



y el valor Q de la reacción será

$$Q_{\beta^+} = m({}^A X) - m({}^A X') - 2m_e. \quad (6.9)$$

Para el caso de la captura electrónica,



y el valor Q de la reacción será

$$Q_\epsilon = m({}^A X) - m({}^A X') - B_n, \quad (6.11)$$

donde B_n es la energía de ligadura del electrón capturado.

6.2 Física del neutrino

El protón y el neutrón pueden absorber neutrinos en las reacciones



conocidos como decaimiento β inverso.

Los electrones y los neutrinos son llamados leptones, los positrones y los antineutrinos son los antileptones. En toda reacción observada hay *conservación de leptones*, es decir que el número de leptones menos el número de antileptones es el mismo en ambos lados de la reacción.

Veamos la probabilidad de detectar neutrinos. La sección eficaz de la reacción $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ está definida por

$$\sigma = \frac{\text{probabilidad por átomo para que ocurra la reacción}}{\text{flujo incidente de } \bar{\nu}}. \quad (6.14)$$

De los cálculos resulta una sección eficaz de $1,2 \times 10^{-19} \text{b} = 1,2 \times 10^{-43} \text{cm}^2$. Este valor es muy pequeño comparado con los valores de 20b característicos de reacciones entre nucleones a bajas energías.

Entonces 10^{-43} es la sección eficaz de ser capturado por un protón. Al pasar por un cm^3 de material, un neutrino encuentra aproximadamente 10^{24} protones, entonces la probabilidad para que ocurra la reacción será de aproximadamente 10^{-19} por cada cm de material a través del cual pasa en neutrino.

La detección de neutrinos fue realizada en 1950 por Reines y Cowan, usando antineutrinos de un reactor de fisión, los que acompañan al decaimiento β^- . La captura de $\bar{\nu}$ por un protón da un positrón, el que se aniquila con un electrón para dar dos rayos γ en el destellador, dando lugar a un resplendor de luz. El neutrón sigue su camino, siendo absorbido por un núcleo de cadmio, dejando un ^{114}Cd excitado, el que emite un gamma de 9,1 MeV.

En cambio, no es posible la captura de un $\bar{\nu}$ por un neutrón. En un reactor, Davies y colaboradores intentaron observar la reacción $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$. La reacción fue observada; mostrándose que el neutrino es diferente al antineutrino.

La propiedad que hace diferentes ambas partículas es la elicidad. Todas las $\bar{\nu}$ tienen sus vectores espín paralelos a sus vectores momento, mientras que las ν los tienen antiparalelos. Esta propiedad llamada elicidad es definida por

$$h = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}|} \quad (6.15)$$

el que +1 para el $\bar{\nu}$ y -1 para el ν .

Davies ha observado también ν s producidos en el proceso de fusión, en el Sol. La fusión produce núcleos deficientes en neutrones, por lo que emiten β^+ y ν . El detector es un tanque de CCl_4 en el fondo de una mina de 1500 m de profundidad. La razón de conversión de ${}^{37}\text{Cl}$ a ${}^{37}\text{Ar}$ es de un átomo por año.

6.3 Emisión beta-nucleón retardado

Después de la emisión β , en algunos casos el núcleo emite nucleones, lo que sucede muy rápidamente y sobre eso ocurre la emisión de nucleones

con una vida media característica de la emisión β . El padre original que decae por β es llamado precursor; los nucleones mismos vienen de emisor y se convierten en hijos.

Rutherford, en 1916, descubrió que después del decaimiento β del ^{212}Bi seguía la emisión de partículas α con una energía de 8,784 MeV. Desde que el estado inicial es 0^+ , el estado final es casi totalmente el estado fundamental de ^{208}Pb . En menor grado, se observa partículas α de mayor energía (9,495 MeV, 0,0035%; 10,422 MeV, 0,0020%; 10,543 MeV, 0,017%). También se observa partículas α de menor energía, lo que significaría un decaimiento a estados excitados del ^{208}Pb . Los valores mayores de energía de los α indicarían emisión de estados excitados del ^{212}Po .

El espectro de energía de los beta nucleones retardados es muy difícil de estudiar, debido principalmente a la alta densidad de estados en los núcleos finales. El espacio entre cada nivel energético es del orden de los eV, por lo que el espectro aparece continuo.

La emisión de beta nucleones retardados será posible siempre y cuando $Q_\beta > S_N$, donde $N = n$ o p . En este caso, habrá también competencia con emisión γ o β .

Figure 6.1: Distribución continua de la energía de las partículas β emitidas por el ^{210}Bi .

Figure 6.2: Distribución de energía de electrones para $Q = 2,5$ MeV.

Figure 6.3: Esquema de un experimento de violación de la paridad en el decaimiento de ^{60}Co . De C.S. Wu y cols., *Phys. Rev.* **105** (1957)1413.

Chapter 7

Decaimiento γ

En las reacciones nucleares, los núcleos quedan en estados excitados, los que decaen emitiendo uno o más rayos γ . Los rayos gamma son fotones, de la misma naturaleza que los rayos X o la luz visible. En la mayoría de los casos, la energía de los rayos γ está entre 0,1 y 10 MeV y sus longitudes de onda están entre 10^4 y 100 fm. Estas longitudes de onda son 10^6 más cortas que las longitudes de las ondas de luz visible.

Estudiando la espectroscopía gamma se obtiene información del núcleo, entre la que se encuentra la paridad y los espines de los estados excitados.

Los rayos gamma presentan ventajas para su estudio, entre las que se tienen su baja atenuación en el aire y la alta resolución que se obtiene en la medición de su energía.

7.1 Energética del decaimiento γ

La emisión de un rayo γ por un núcleo en reposo de masa M , del estado inicial con energía E_i al estado final E_f , nos lleva a las ecuaciones energéticas siguientes:

$$E_i = E_f + E_\gamma + T, \quad (7.1)$$

$$0 = \mathbf{p}_R + \mathbf{p}_\gamma, \quad (7.2)$$

donde T_R ($= p_R^2/2M$) es la energía cinética de retroceso del núcleo emisor, E_γ es la energía del rayo γ . \mathbf{p}_R y \mathbf{p}_γ son los momentos lineales

del núcleo de retroceso y del rayo γ , respectivamente.

De lo anterior sigue que $p_R = p_\gamma$ y

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}, \quad (7.3)$$

donde $\Delta E = E_i - E_f$ y $E_\gamma = cp_\gamma$.

Entonces se llega a la relación

$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \left(1 + 2 \frac{\Delta E}{Mc^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (7.4)$$

Como $\Delta E \ll Mc^2$, se obtiene

$$E_\gamma \cong \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}. \quad (7.5)$$

La energía de los rayos gamma son ligeramente más pequeños que ΔE , porque la energía cinética de retroceso es pequeña.

7.2 Reglas de selección de momento angular

Los fotones llevan consigo un momento angular definido. El operador multipolo de orden L está asociado con el momento angular L . Entonces un multipolo de orden L transfiere un momento $L\hbar$ a cada fotón.

Consideremos una transición γ del estado excitado de momento angular I_i y paridad π_i al estado final de momento angular I_f y paridad π_f . Entonces la conservación de momento angular requiere

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{L} + \mathbf{I}_f. \quad (7.6)$$

El mayor valor posible de L es $L_i + I_f$ y el más pequeño es $|I_i - I_f|$. Por otro lado, si los estados no cambian de paridad, la paridad de la radiación será par y si cambia la paridad es impar. Tomando en cuenta que el mismo orden multipolar la radiación eléctrica tiene paridad opuesta a la eléctrica, se tiene las siguientes reglas de selección.

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (7.7)$$

$$\Delta\pi = \text{no} : \quad \text{eléctrico par, magnético impar}$$

$$\Delta\pi = \text{si} : \quad \text{eléctrico impar, magnético par} \quad (7.8)$$

La excepción es para $L = 0$, cuando $I_f = I_i$, porque no hay transición monopolar que emita un fotón simple.

Para transiciones de una partícula simple, puede llegarse a las siguientes arriba mencionadas:

1. El menor multipolo permitido domina.
2. Las emisiones eléctricas multipolares son más probables que los multipolos magnéticos del mismo orden, por un factor del orden de 10^2 para los núcleos medios y pesados.
3. Emisiones de multiplo $L + 1$ es menos probable que la emisión de multipolo L por un factor de 10^{-5} .

7.3 Conversión interna

Se trata de la interacción del campo multipolar electromagnético del núcleo con los electrones atómicos, produciendo su salida del átomo.

En este caso, la energía del electrón será

$$T_e = \Delta E - B, \quad (7.9)$$

donde ΔE es la energía de transición y B es la energía de ligadura del electrón con el átomo. Como los electrones atómicos están en niveles, para una conversión dada habrá electrones de conversión interna con energías diferentes.

Es frecuente que compitan la conversión interna con la emisión β , pero es fácil extraer los picos de los electrones de conversión interna del espectro de la emisión β . Ver Fig. 7.4.

Los electrones de conversión electrónica tienen picos característicos de los niveles de donde salen. Por ello estos se identifican con esos niveles que pueden ser K, L, M, etc., correspondientes a los niveles $n = 1, 2, 3, \dots$. Si se toma en cuenta las subcapas, se tendrán las subestructuras correspondientes. Por ejemplo, para L, los suborbitales serán $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, siendo entonces asignadas las denominaciones L_I , L_{II} , L_{III} a los electrones de conversión respectivos.

Debido a la vacancia producida por la conversión interna, se genera transiciones que dan lugar a rayos X. Por ello se observa rayos X en la parte inferior del espectro γ .

La conversión compite con la emisión γ . La probabilidad total de decaimiento será

$$\lambda_t = \lambda_\gamma + \lambda_e, \quad (7.10)$$

donde λ_γ y λ_e son las componentes γ y de conversión interna, respectivamente.

La probabilidad de emisión electrónica, relativo a la emisión γ , es llamada *coeficiente de conversión interna*, α .

El coeficiente de conversión interna total α y los coeficientes parciales están relacionados por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \lambda_t &= \lambda_\gamma + \lambda_{e,K} + \lambda_{e,L} + \lambda_{e,M} \\ &= \lambda_\gamma(1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M). \end{aligned}$$

y

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M. \quad (7.11)$$

7.4 Tiempos de vida de la emisión γ

Para obtener algunas conclusiones de los tiempos de vida del decaimiento γ , tomemos el caso del nivel 1317-keV del ^{72}Se , el que tiene un periodo de semidesintegración total de 8,7ps. Entonces, la constante de decaimiento total será

$$\lambda_t = \frac{0,693}{t_{1/2}} = \frac{0,693}{8,7 \times 10^{-12} \text{s}} = 8,0 \times 10^{10} \text{s}^{-1}. \quad (7.12)$$

Considerando que el nivel decae por tres transiciones se tiene:

$$\begin{aligned} \lambda_t &= \lambda_{t,1317} + \lambda_{t,455} + \lambda_{t,380} \\ &= \lambda_{t,1317}(1 + \alpha_{1317}) + \lambda_{t,455}(1 + \alpha_{445}) + \lambda_{t,380}(1 + \alpha_{380}). \end{aligned} \quad (7.13)$$

En el caso que tratamos los coeficientes de conversión son muy pequeños. Por otro lado:

$$\lambda_{t,1317} : \lambda_{t,455} : \lambda_{t,380} = 51 : 39 : 10. \quad (7.14)$$

7.5 Espectroscopía gamma

Los rayos gamma son fácilmente detectados con una alta resolución, que es de 2 keV para buenos detectores y con una muy alta precisión, del orden del eV.

Un experimento ideal de espectroscopía gamma nos debe proporcionar la siguiente información:

1. Energía e intensidades de los rayos gamma.
2. Mediciones de coincidencia nos muestra la forma como se ordenan los diversos decaimientos.
3. Mediciones de conversión interna ayuda a comprender el tipo de radiación, el espín y la paridad de los estados inicial y final. Puede ayudar también la distribución angular.
4. Los periodos de semidesintegración de los niveles ayudan a obtener las probabilidades absolutas de transición. En la Fig. 7.5 se presenta el caso del decaimiento del ^{180m}Hf .

Figure 7.1: Campos eléctrico y magnético de un dipolo eléctrico (a) y dipolo magnético (b).

Figure 7.2: El efecto Zeeman nuclear.

Figure 7.3: Distribución angular de los núcleos con espines orientados a bajas temperaturas.

Figure 7.4: Una forma como se presenta el espectro de energía de electrones emitidos por un núcleo.

Figure 7.5: Espectro de los rayos γ del decaimiento del ^{180m}Hf . Modificado de *Introductory to Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1987.

Chapter 8

Física neutrónica

La falta de carga del neutrón le permite introducirse en el núcleo sin mucha dificultad e iniciar reacciones nucleares. Sin embargo, como no producen ionización primaria, la detección de los neutrones no es fácil. Por otro lado, su falta de interacción coulombiana no permite seleccionar su energía ni focalizarlo.

En 1930, Bothe y Becker bombardeando berilio con partículas α obtuvieron una radiación muy penetrante pero no ionizante, asumiendo que se trataba de γ s de alta energía. Curie y Joliot descubrieron que el bombardeo con neutrones de parafina producía protones de 5,3 MeV. La suposición que esa radiación sea γ llevaba a que ésta tuviera de 52 MeV, lo que era improbable.

En 1932, James Chadwick planteó la hipótesis 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.

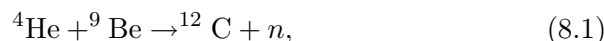
El neutrón libre sufre decaimiento β con 10,6 min de periodo de semidesintegración. Cuando el neutrón está ligado al núcleo, puede vivir más o menos tiempo. El momento dipolar magnético del neutrón es $\mu = -1,91304184 \pm 0,00000088 \mu_N$. La diferencia de masa con el protón es $m_n - m_p = 1,29340 \pm 0,00003$ MeV.

Los neutrones permiten investigar diversos campos de la física, como la física de la materia condensada, física nuclear, entre otros.

8.1 Fuentes de neutrones

Los neutrones no pueden ser acelerados, pero su energía puede ser disminuida por colisiones con átomos de diversos materiales. Los valores de la energía de los neutrones han sido clasificados en los siguientes rangos: térmicos ($E \simeq 0,025$ eV), epitérmicos ($E \sim 1$ eV), lentos ($E \sim 1$ keV) y rápidos ($E = 100$ keV - 10 MeV).

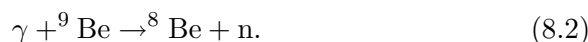
Fuentes α berilio.- Esta fuente usa la reacción



la que tiene un valor Q de 5,7 MeV. Si usamos ${}^{226}\text{Ra}$ como fuente de α s, los hijos de éste también emitirán α s, obteniéndose energías entre 5 y 8 MeV, de modo que el espectro de energías de los neutrones llegará hasta 13 MeV. De esta fuente salen neutrones con un amplio rango de energías, debido a los diversos grupos de energía de α s, la interacción con los materiales, las diversas direcciones de emisión respecto a los α y la eventualidad de una excitación del ${}^{12}\text{C}$. El valor más probable de energía es cerca de 5 MeV y la producción a una tasa de 10^7 neutrones por segundo por cada Ci de ${}^{226}\text{Ra}$.

La fuente arriba mencionada fue con la que se descubrió el neutrón. Debido a su alta emisión γ el ${}^{226}\text{Ra}$ ha sido reemplazado por ${}^{210}\text{Po}$ (138 d), ${}^{238}\text{Pu}$ (86 años) y ${}^{241}\text{Am}$ (458 años), las que producen de $2 - 3 \times 10^6$ neutrones por segundo por Ci de actividad α .

Fuentes Fotoneutrónicas.- Estas fuentes usan la reacción (γ, n), generando neutrones aproximadamente monoenergéticas. Por ejemplo, el ${}^{24}\text{Na}$ emite un rayo γ de 2,76 MeV, que es suficiente para sacar un neutrón del ${}^9\text{Be}$ a través de la reacción

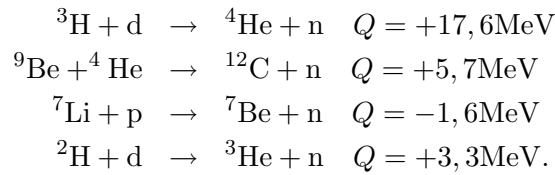


El rendimiento es de 2×10^6 neutrones por segundo por Ci de ${}^{24}\text{Na}$. Su periodo de semidesintegración es de 15 h. y la energía de los neutrones es alrededor de 0,8 MeV.

Fisión espontánea.- Una fuente muy usada es la de ${}^{252}\text{Cf}$, el que produce unos 4 neutrones por fisión. La fisión es sólo el 3% de los decaimientos que son en mayor parte de α . La producción de neutrones se da a

una tasa de $4,3 \times 10^9$ n/s por Ci de ^{252}Cf . Las energías de los neutrones están entre 1 y 3 MeV, lo que es característico de la fisión.

Reacciones nucleares.- Usando aceleradores de partículas se puede generar neutrones razonablemente monoenergéticos. Algunas de las reacciones que pueden ser usadas son:



Reactores nucleares.- En un reactor nuclear, la reacción en cadena de fisión libera una gran cantidad de neutrones. Se logra flujos de alrededor de 10^{14} neutrones/cm²/s. El espectro va hasta 7 MeV, teniendo su pico entre 1 y 2 MeV. Los neutrones son termalizados en el núcleo del reactor. Con tubos a través del blindaje, se obtiene haces de neutrones que dan a una sala experimental. En el núcleo del reactor se irradian muestras para el análisis por activación neutrónica y la producción de radioisótopos.

8.2 Absorción y moderación de neutrones

Los neutrones rápidos generan una serie de reacciones nucleares del tipo (n,p), (n, α), entre otras. Los neutrones lentos o térmicos son absorbidos a través de la reacción (n, γ). La sección eficaz de absorción presenta resonancias. Fuera de esas resonancias, la sección eficaz decrece como v^{-1} . Los neutrones rápidos van perdiendo energía por dispersión elástica o inelástica hasta llegar a las regiones de resonancia en la que son fácilmente absorbidos.

En un material de espesor dx , los neutrones encontrarán ndx átomos por unidad de área del material, donde n es el número de átomos por unidad de volumen. Si la sección eficaz total, en la que se considera la dispersión, es σ_t , entonces la intensidad que se pierde es:

$$dI = -I\sigma_t n dx. \quad (8.3)$$

La intensidad de los neutrones con la energía inicial disminuirá según la relación

$$dI = I_0 e^{-\sigma_t n x}. \quad (8.4)$$

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:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A + 1)^2} \quad (8.5)$$

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

$$\left(\frac{E'}{E}\right)_{\min} = \left(\frac{A - 1}{A + 1}\right)^2. \quad (8.6)$$

Los neutrones son dispersados varias veces en un medio. Por ello se define el valor promedio de $\log(E/E')$:

$$\begin{aligned} \xi &= \left[\log \frac{E}{E'} \right]_{av} \\ &= \frac{\int \log \left[\frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A+1)^2} \right] d\Omega}{\int d\Omega}, \end{aligned} \quad (8.7)$$

donde $d\Omega$ es un elemento de ángulo sólido en el centro de masa. Suponiendo que la dispersión es anisotrópica se logra

$$\xi = 1 + \frac{(A - 1)^2}{2A} \log \frac{A - 1}{A + 1}. \quad (8.8)$$

Después de n colisiones, el valor promedio de $\log E'$ es $\log E'_n$, dado por

$$\log E'_n = \log E - n\xi. \quad (8.9)$$

Para los neutrones térmicos, se usa la mecánica estadística, la que entrega la distribución maxwelina de velocidades:

$$f(v)dv = 4\pi n \left(\frac{m}{e\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv, \quad (8.10)$$

donde $f(v)dv$ da la fracción de neutrones con velocidades entre v y $v+dv$. En esta relación, m es la masa de neutrones y n el número de neutrones por unidad de volumen. En función de la energía, la ecuación anterior resulta

$$f(E)dE = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE, \quad (8.11)$$

que sería la distribución de la energía de neutrones termalizados.

8.3 Secciones eficaces y reacciones neutrónicas

En esta sección vamos a ver algunos aspectos de la estructura nuclear que pueden ser estudiados por reacciones con neutrones. Basado en el modelo de absorción total, la sección eficaz de reacción es $\sigma_r = \pi(R+\lambda)^2$. Tomando en cuenta la transmisión, se logra

$$\sigma = \pi(R+\lambda)^2 \frac{4kK}{(k+K)^2}, \quad (8.12)$$

donde $K = \sqrt{2m(E+V_0)/\hbar^2}$, para una barrera de una profundidad $-V_0$, y $k = \sqrt{2mE/\hbar}$.

Para neutrones de baja energía, $E \ll V_0$ y $k \ll K$ y $\lambda \gg R$,

$$\sigma \cong \frac{4\pi}{kK}, \quad (8.13)$$

y como $k = p/\hbar = mv/\hbar$, se obtiene que la sección eficaz tiene una dependencia de $1/v$.

En la región de resonancia no hay teoría para calcular la posición de las resonancias.

8.4 Captura neutrónica

Cuando un neutrón de baja energía, E_n , es absorbido, la energía de excitación del núcleo A' es $S_n + E_n$, donde S_n es la energía de separación de un neutrón.

Las reacciones de captura pueden ser usadas para determinar los valores de energía, el espín y la paridad de los estados de los núcleos que capturan los neutrones. Supongamos que el núcleo inicial tiene el espín I y paridad π . El espín I' del nuevo núcleo es determinado por el momento angular del neutrón orbital l y el espín s , que se añade al del núcleo blanco:

$$\mathbf{I}' = \mathbf{I} + \mathbf{l} + \mathbf{s} \quad (8.14)$$

y la paridad está relacionada por

$$\pi' = \pi(-1)^l. \quad (8.15)$$

Para el caso de neutrones térmicos, sólo ocurrirá la captura de ondas s , para lo cual $I' = I \pm \frac{1}{2}$ y $\pi' = \pi$.

En el decaimiento γ de captura, todo estado excitado puede ser poblado, en el marco de las reglas de selección. Para la radiación dipolar, el máximo cambio de espín es de una unidad. De modo que la radiación primaria lleva a estados con espín de $I' + 1$ a $I' - 1$. Tomando en cuenta la relación entre I e I' , los estados excitados poblados tendrán espines de $I - \frac{3}{2}$ a $I + \frac{3}{2}$ (excepto para $I \leq 1$).

Para la radiación dipolar, dado que la probabilidad de emisión es proporcional a E_γ^3 , es más probable la emisión por decaimiento al estado fundamental. Entonces, el decaimiento se hace primero emitiendo γ s de 5-10 MeV, inmediatamente después de la captura, y luego la emisión por la transición de dos niveles por debajo de 2 MeV.

La radiación dipolar eléctrica es 100 veces más intensa que la radiación dipolar magnética, de modo que la paridad del estado final será mayormente opuesta a la paridad del núcleo inicial.

Como no existe fuertes reglas de selección en el poblamiento de estados de baja energía por decaimiento γ de captura, este decaimiento nos permite obtener información abundante en la experimentación.

En algunos casos, la reacción (n,γ) da estados fundamentales de núcleos radiactivos. Así, el núcleo final alcanza una actividad de acuerdo a:

$$\mathcal{A} = 0,602 \frac{m}{A} \sigma \frac{\phi}{3,7 \times 10^{10}} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (8.16)$$

donde \mathcal{A} es la actividad en Curies, m/A es la razón entre la masa y la masa atómica del núcleo blanco, σ es la sección eficaz de captura (barns), ϕ es el flujo de neutrones en neutrones/cm²/s, y t es la duración del bombardeo neutrónico.

Varias son las aplicaciones de la captura neutrónica. Si se bombardea con neutrones una muestra con núcleos de sección eficaz conocida y luego se mide la actividad \mathcal{A} , se puede obtener el flujo ϕ . Por otro lado, con un flujo conocido ϕ , se puede obtener las secciones eficaces desconocidas.

La aplicación más conocida es, sin embargo, el análisis por activación neutrónica. En esta aplicación se conoce ϕ , σ y se determina m . Con esta técnica se analiza cualitativa y cuantitativamente los elementos en una muestra. Esta técnica se aplica en minería, geología, arqueología,

medio ambiente, entre otros campos.

Chapter 9

Fisión nuclear

En los años 30, la física nuclear tuvo un avance espectacular. El descubrimiento del neutrón por James Chadwick en 1932, dió lugar a 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 producían por emisión β después de la captura neutrónica. Era como si el núcleo compensara su exceso de neutrones convirtiendo uno de ellos en neutrón. El núcleo residual tenía en consecuencia un número atómico superior.

Surgió entonces el siguiente paso natural, consistente en producir núcleos transuránidos, más pesados que el uranio, que era el elemento natural conocido. Así se logró actividades β que al principio se supuso que venían de elementos transuránidos. Luego, estudios más detallados mostraron que se trataba de actividades similares a la del bario, después se pensó que se trataba del radio.

En 1939, usando técnicas radioquímicas, Otto Hahn y Frederik Strassman¹ mostraron que en realidad la actividad inducida era del bario mismo. Investigaciones adicionales permitieron descubrir que el bombardeo del uranio con neutrones producía varios otros núcleos intermedios.

O. Hahn y F. Strassman dieron cuenta del descubrimiento en un artículo en uno de cuyos párrafos se lee: “Como consecuencia de estos

¹O. Hahn y F. Strassmann, *Naturwissenschaften* **27** (1939) 11

estudios, tenemos que cambiar los nombres de los cuerpos que habíamos indicado en nuestros esquemas de desintegración precedentes y, es necesario nombrar bario, lantano y cesio lo que antes llamábamos radio, actinio y torio. En tanto que químicos nucleares, cercanos a los físicos, nos costó dar el paso que contradecía todas las experiencias precedentes de la fisión nuclear.

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 Frisch², en 1939, propusieran la hipótesis de que el uranio, al absorber un neutrón se partía en dos pedazos, es decir que fisionaban.

Aunque muchos núcleos pueden fisionar cuando se le proporciona energía suficiente, el interés práctico corresponde a núcleos como el torio o más pesados que el torio. El descubrimiento que los fragmentos de fisión emiten neutrones, realizado por Frederic Joliot, en 1939, abrió la posibilidad al uso de la reacción en cadena, la que daría lugar a la bomba atómica y a los reactores nucleares.

L. Meitner y O. Frisch propusieron el término fisión, para identificar el fenómeno descubierto. Estos autores propusieron también una explicación teórica basada en el modelo de la gota líquida. Ellos sugirieron que, como sucede en el caso de la gota líquida, el núcleo se parte en dos núcleos más pequeños.

En el modelo de la gota líquida, el núcleo se considera sujeto a una fuerza cohesiva de corto alcance, similar a la tensión superficial, y una fuerza repulsiva de origen electrostático. El equilibrio de los núcleos, tomando en cuenta esas dos interacciones, fue tratado por muchos autores entre los que destacan, por el detalle con el que se trató el problema, N. Bohr y J.A. Wheeler³.

9.1 Distribución de carga, masa y energía cinética

En la Fig. 9.3 se presenta uno de los primeros resultados experimentales sobre la distribución de masa de los fragmentos de fisión inducida por

²L. Meitner y O. Frisch, *Nature* (Londres) **143** (1939) 276

³N. Bohr y J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **56** (1939) 426

neutrones del ^{235}U . La división simétrica de masas es 600 veces menos que la correspondiente a la máxima probabilidad. Se dice entonces que la división es asimétrica. Como se puede ver en la Fig. 9.3, los fragmentos pesados que se forman con mayor probabilidad tienen una masa media de 139 u.m.a. Este también es el caso de varios núcleos fisiles.

El modelo de la gota líquida, tal como fue presentado por L. Meitner y O. Frisch, predice una división simétrica respecto a la masa, carga y energía cinética total de los fragmentos de fisión. Esta predicción se basa en los valores de la energía potencial. Usando el modelo de la gota líquida en 1964, V.M. Strutinsky mostró que la energía en el punto ensilladura correspondiente a la división simétrica es el doble de la correspondiente a la división simétrica⁴. Ver Fig. 9.4.

9.2 Distribución de energía cinética

En la Fig. 9.11 se presenta uno de los primeros resultados sobre el valor promedio de la energía cinética en función de la masa de los fragmentos (A_H) obtenida en 1962 por J.C.D. Milton y J. Fraser⁵, para la fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. La curva $EKT(M_H)$ presenta un mínimo en la región de división simétrica de masa y un máximo alrededor de $M_H = 32$. La interpretación tiene la misma base que para la asimetría de la distribución de masas, es decir que es la expresión de los efectos de capas en los fragmentos. La masa $M_H = 132$ corresponde a las capas llenas $Z_H = 50$ y $N_H = 82$.

Otra expresión de la distribución de la energía cinética es la varianza de la distribución en función de la masa de los fragmentos. La varianza, $\sigma EKT(M_H)$, es una medida de la distribución de la energía de excitación de los fragmentos para cada división de masas.

⁴V.M. Strutinsky, *Sov. Phys. JET* **18** (1964) 1298

⁵J.C.D. Milton y J.S. Fraser, *Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, Viena 1965

Figure 9.1: Dependencia de la energía potencial en función de la deformación en el grado de libertad de la fisión. La cornisa corresponde a las cercanías del estado fundamental del ^{240}Pu y el punto de escisión a la separación en dos fragmentos del sistema. Extraída de M. Bostereli y cols., *Phys. Rev.* **5** (1972) 1050.

Figure 9.2: Ilustración esquemática de la barrera simple (línea interrumpida) y la doble barrera (línea continua) de fisión. Las excitaciones intrínsecas en el primer y segundo pozo en las deformaciones β_0 y β_1 son designadas como clase I y clase II, respectivamente. Los canales intrínsecos en las barreras son mostrados esquemáticamente. También se representa las transiciones en las formas que toma el núcleo. Para que se produzca la fisión espontánea es necesario una transición a través de una barrera ancha y alta. Cuando se excita el núcleo hacia el segundo pozo, la fisión (llamada isomérica) es mucho más probable que la fisión espontánea. Fig. extraída de J.R. Huizenga, *Science* **168** (1970).

Figure 9.3: Distribución de masas de los fragmentos de fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. Fig. extraída de E.K. Hyde, *Nuclear Properties of Heavy Elements. Fission Phenomena*, Prentice Hall Inc. Englewood Cliffs N.Y. 1964.

Figure 9.4: Configuraciones ensilladura simétrica y asimétrica para el parámetro de fisilidad $x = 0,65$. La energía de la ensilladura asimétrica es el doble de la correspondiente a la simétrica. Extraída de V.M. Strutinsky, *Sov. Phys. JETP* **18**.

Figure 9.5: La superficie de energía potencial para el ^{236}U , para la cual se ha aplicado correcciones de capas. La energía potencial es expresada como función del parámetro de distorsión simétrica ϵ_2 ($\epsilon_4 = 0,176\epsilon - 0,0308$) y el parámetro de distorsión asimétrica ϵ_5 ($\epsilon_3 = -2\epsilon_5$). Extraída de P. Möller y S.G. Nilsson, *Phys. Lett.* **B31** (1970).

Figure 9.6: Comparación entre las distribuciones de masas calculadas (\times) y experimentales (\bullet). La línea interrumpida por puntos representa la predicción en ausencia de correcciones de capas. Extraída de A.V. Ignatyuk, *Sov. J. Nucl. Phys.* **b** (1969) 208 La división de masas y cargas más probables corresponden a las capas doblemente completas de los fragmentos pesados $Z_H = 50$ y $N_H = 82$. Las cargas de los fragmentos pesado y liviano son indicadas por Z_H y Z_L , respectivamente; mientras que los números de neutrones correspondientes son N_H y N_L , respectivamente.

Figure 9.7: Energía cinética total (b) y energía disponible (a) como función de la masa de los fragmentos para la fisión inducida por neutrones térmicos del ^{239}Pu . Extraída de J.H. Neiler y cols., *Phys. Rev.* **149** (1966) 894. La dependencia de la masa predicha por $TKE = Z^2 / (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})$ es indicada por la línea quebrada (con normalización arbitraria). La diferencia entre la energía cinética total experimental TKE y C , la energía potencial coulombiana de interacción entre los dos fragmentos, se explica suponiendo que los fragmentos son deformados, sobre todo en la región simétrica de división de masas.

Figure 9.8: La distribución de masa de fragmentos pesados, correspondientes a energía cinética de fragmentos livianos seleccionada, para la reacción $^{235}\text{U}(n, f)$. Las flechas continuas están asociadas con división da cargas pares (W.N. Reisdorf y cols., *Nucl. Phys.* **A177** (1971) 377). Las flechas punteadas están asociadas con la división de cargas pares observada para $^{235}\text{U}(n, f)$. Extraída de W.N. Reisdorf y cols., *Nucl. Phys* **A205** (1973) 258.

Figure 9.9: Distribución de rendimiento de elementos en la fisión del ^{235}U , inducida por neutrones térmicos. De S. Amiel y H. Feldstein, *Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, 3th, Viena, 1974.

Figure 9.10: Distribución de rendimiento de elementos para los fragmentos livianos con diferentes valores de energía cinética, para $^{235}\text{U}(n, f)$. De W. Lang y cols., *Nucl. Phys.* **A245** (1980) 35.

Figure 9.11: Curva del valor promedio de la energía cinética total en función de la masa de los fragmentos pesados para la fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. De J.C.D. Milton y J.S. Fraser, *Proc. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, 4th., Viena, 1980.

Figure 9.12: Representación gráfica del proceso de fisión. Los eventos son los siguientes: 0, excitación del núcleo; 1, fisión; 2, los fragmentos adquieren el 90% de la energía cinética total final; 3, emisión de neutrones; 4, emisión de rayos γ ; 5, los fragmentos son parados en un material. La escala horizontal indica la duración del proceso: dos eventos separados por el tiempo $t(s)$ están horizontalmente separados por $20 = \log_{10}t$. La escala vertical indica la distancia de los fragmentos entre sí. La distancia r (cm) es indicada por $13 + \log_{10}r$. ρ es la densidad del material en el cual viajan los fragmentos, y el diagrama es dibujado para $\rho = 1$. Esta Fig. ha sido extraída de A.M. Ewinberg y E.P. Wigner, *The Physical Theory on Neutron Chain Reactors*, The University of Chicago Press, 1958.

Figure 9.13: Variaciones del número promedio de neutrones $\nu(\hat{m})$ emitidos por los fragmentos de masa m obtenidos en varios experimentos sobre fisión del ^{235}U inducida por neutrones térmicos. Δ , Maslin y cols., *Phys. Rev.* **164** (1967) 1520; \bullet , Boldeman y cols., *Aust.* **24** (1971) 821; \square , Milton y Fraser, *Proc. AIEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, Viena, 1965.

Figure 9.14: Ancho r.m.s. (raíz cuadrada media) de la distribución de la energía cinética medida en el separador de masas LOHENGRIN (m representa la masa final). \circ , datos experimentales. \bullet , simulación Monte- Carlo. Se puede notar el fuerte aumento para $m = 108$. Extraída de R. Brissot y cols., *Proc. AIEA on Phys. and Chem. of Fission*, 4th., Viena, 1980.

Chapter 10

Reactor de investigación

Un reactor nuclear de investigaciones constituye una fuente de neutrones, los que se liberan en la fisión de los núcleos del combustible nuclear. Los usos de un reactor están relacionados entonces con las aplicaciones de los neutrones en los diversos campos de la ciencia y la ingeniería. En el Perú se cuenta con el reactor RP-10, el que se usa principalmente para la producción de radioisótopos y el análisis químico. Además, se tiene una facilidad de neutrografía, es decir, una radiografía con rayos neutrónicos, y se cuenta con una facilidad de espectrometría γ de captura neutrónica. Entre las otras aplicaciones se puede mencionar la difracción de neutrones, la dispersión en ángulos pequeños con espectrómetro de doble cristal y experimentos de fisión.

10.1 Características del RP-10

El reactor RP-10 es un reactor tipo MTR (Material Testing Reactor) piscina, que usa combustible de uranio 235, enriquecido al 20%, y agua liviana como moderador. La disposición geométrica del núcleo del reactor se muestra en la Fig. 10.1.

En la Fig. 10.1 se puede ver los elementos de combustible y de control, los elementos de control de grafito o de berilio, las barras de regulación fina, las posiciones de irradiación en el núcleo y el reflector, los extremos internos de los tubos radiales y del tubo tangencial, y finalmente la columna térmica.

El flujo máximo calculado en el núcleo es de $1,2 \times 10^{14} \text{n/cm}^2\text{s}$. Este flujo es unas 10 veces menor que el reactor de alto flujo de Grenoble¹ y del mismo orden que los flujos de la mayoría de los reactores de flujo mediano de Europa Occidental². En el extremo interior de los tubos radiales de irradiación 1 y 2 se tendrían flujos de $4,8 \times 10^{13} \text{n/cm}^2\text{s}$ y de $3,0 \times 10^{13} \text{n/cm}^2\text{s}$, respectivamente.

En la parte extrema del núcleo más cercana al tubo tangencial se tiene un flujo de neutrones térmicos de $3,0 \times 10^{14} \text{n/cm}^2\text{s}$ (Ver Fig. 10.1).

En los puntos del núcleo más cercanos a los tubos radiales 3 y 4 se tendrían flujos de neutrones térmicos de $2,4 \times 10^{13} \text{n/cm}^2\text{s}$ y $4,8 \times 10^{13} \text{n/cm}^2\text{s}$. Hacemos la observación que según lo hasta ahora proyectado, entre estos puntos y los tubos de irradiación habrían espacios con agua liviana.

La estructura del reactor RP-10 concebida en función de las características sísmicas del suelo peruano presenta inconvenientes para el flujo de neutrones. Los tubos radiales están divididos en 2 partes separadas por láminas de acero inoxidable a la altura de la parte exterior de la piscina. Estas láminas con un espesor de 6,6 mm tiene un coeficiente de transmisión de aproximadamente 0,5.

El flujo eficaz de los neutrones es aquel que se tiene sobre las muestras, objetos de la experimentación, que se encontrarían al final de los tubos en la sala experimental. Ver Fig. 10.2.

En los tubos radiales, las muestras estarían a 500 cm del núcleo del reactor. Con esta consideración y tomando en cuenta de que el diámetro de los tubos sería de 5 cm, se obtendría flujos de neutrones térmicos de $1,5 \times 10^8 \text{n/cm}^2\text{s}$ y $0,9 \times 10^8 \text{n/cm}^2\text{s}$ para los tubos 1 y 2, respectivamente.

El hecho de que existe agua liviana entre el núcleo y los tubos 3 y 4 nos obliga a considerar su coeficiente de atenuación igual a $5,594 \text{cm}^{-1}$, lo que nos induce fuertemente a pensar en la necesidad de reemplazar el agua liviana por un moderador que puede ser berilio (frío, si es posible) para obtener flujos suficientemente elevados como para realizar experimentos significativos.

Debemos mencionar que los centros de las salidas del orificio tangen-

¹Annual Report 1994, Institute Laue Langevin, 1995

²*Medium Flux Reactors*, G.A. Briggs y W.G. Stirling (editor), ILL, Grenoble, 1976

Table 10.1: Coeficiente de transmisión para neutrones y γ s de cristales de bismuto con espesores de 7, 12 y 15 cm

Bi(cm)	7	12	15
Transmisión (n)	0,61	0,43	0,34
Tansmisión (γ)	$3,3 \times 10^{-2}$	$3,0 \times 10^{-3}$	$7,0 \times 10^{-4}$

cial y las correspondientes a los orificios radiales contiguos están separados por una distancia de aproximadamente 50 cm. Esta distancia parece demasiado corta como para no producir interferencia entre las facilidades experimentales instaladas al final de los orificios correspondientes.

Las aplicaciones de los flujos neutrónicos en la sala experimental se realizan gracias a los tubos cuya disposición geométrica depende del tipo de flujo neutrónico que se requiere. Los tubos radiales reciben la radiación más rica. Si se requiere una razón mayor entre el flujo de neutrones térmicos y el flujo de neutrones rápidos, se construyen tubos tangenciales con una colimación tal, que la radiación llegue al final del tubo³.

Otro problema que debe enfrentarse es la disminución de la razón γ/n en los haces. Para lograr este objetivo puede utilizarse cristales de bismuto. El bismuto tiene un coeficiente de transmisión para los neutrones mucho mayor que el correspondiente a los γ . Ver tabla 10.1.

El cristal de bismuto se colocaría en los orificios en los que se desea contar con haces de neutrones sin mucha contaminación γ . Debemos mencionar que el flujo de neutrones disminuirá considerablemente debido al bismuto.

Los reactores de investigación han sido aplicados en diversos campos de la ciencia y la tecnología⁴. En 1961 H. Maier-Leibnitz presentó sus

³H. Maier-Leibnitz, *Proc. of a Symp. on Pile Neutron Reactor in Phys.*, IAEA, Viena, 1966

⁴Ver p.e. *Proc. of a IAEA Symp. on Research Reactor and Utilization*, Viena, 1970

ideas sobre las aplicaciones en física nuclear⁵, y luego conjuntamente con T. Springer hicieron una revisión y proyección de las distintas aplicaciones del reactor en la física en general⁶. En los años posteriores se ha visto una intensificación de las actividades de difracción y dispersión de neutrones en torno a los reactores de investigación⁷.

Desde el punto de vista de sus aplicaciones, el reactor de investigación es considerado esencialmente como una fuente de neutrones. En ese sentido debe conocerse la intensidad de neutrones en el espacio de fase. Si el moderador es grande, la distribución espectral de neutrones puede representarse como una distribución gaussiana con un valor de la temperatura T un poco más elevada que el correspondiente al moderador⁸.

⁵H. Maier-Leibnitz, *Proc. of a Symp. on Programming and Utilization of Research Reactor*, Viena, 1961

⁶H. Maier-Leibnitz y T. Springer, *Ann., Rev. Nucl. Phys.* **16** (1966) 207

⁷*Neutron Diffraction*, H. Dachs (editor) Springer-Verlag, Berlín, 1978

⁸K. Koller, *Kerntechnik*, **4** (1962) 63

Figure 10.1: Disposición del tubo del reactor RP-10 y el flujo de neutrones en su cercanía. FE/CE: estándar/elemento combustible de control; BE/C: berilio/elemento reflector grafito; FR: barra de regulación fina; RB/TB: tubo radial/tangencial; TC: columna térmica y TN: neutrones rápidos.

Figure 10.2: Disposición de los tubos de haces de neutrones del reactor RP-10. Puede verse el núcleo (1), el reflector (2), la piscina (3), los tubos radiales (5-8), el tubo tangencial (9) y la columna térmica (10).

Chapter 11

Aplicaciones nucleares

Cuando, en 1932, James Chadwick descubrió el neutrón, no podía imaginar sus consecuencias profundas en la historia universal. Hoy en día, muchos son los campos de aplicaciones del neutrón. Entre éstos tenemos la física nuclear, la astrofísica, la física de estado sólido, la física molecular, la ciencia de materiales, los polímeros, la biología, los reactores nucleares, la medicina, y la agricultura.

En el capítulo anterior hemos visto las aplicaciones de los haces de neutrones en neutrogafía, difracción de neutrones y en ángulos pequeños. En este capítulo veremos aspectos de análisis por activación, huellas de fisión, aplicaciones de radiotrazadores en la industria, la irradiación de alimentos con fines de conservación.

11.1 Análisis por activación neutrónica

El análisis por activación neutrónica (AAN) es una técnica bien establecida a nivel mundial. Los EEUU usa el AAN para propósitos de estandarización en el *National Bureau of Standards* y el *Geological Service*. Para ello se usan los neutrones térmicos de los reactores nucleares, debido a su alta sección eficaz en muchos elementos. Sin embargo, los neutrones de 14 MeV también son usados, por la facilidad de su producción con aceleradores pequeños, y porque detectan N, O, Si, P, Tl y Pb, lo que es difícil o imposible hacerlo con neutrones térmicos. V.P.

Table 11.1: Límites de detección de elementos por el método de análisis por activación neutrónica.

Límites de detección (g)	Elemento
$10^{-12} - 10^{-11}$	Mn, In, Eu
$10^{-11} - 10^{-9}$	Rh, Ag, Ir, Au
$10^{-9} - 10^{-8}$	Na, Al, Co, Cu, W, U
$10^{-8} - 10^{-7}$	Cl, Ti, Zn, Pt, Hg, Th
$10^{-7} - 10^{-6}$	F, Mg, Cr, Ni, Cd, Pb
$10^{-6} - 10^{-5}$	Ca, Zr
$10^{-5} - 10^{-4}$	Si, S, Fe

Guinn¹, ha dado límites de detección para 71 elementos con flujos de $10^{13}\text{n/cm}^2\text{s}$ durante una hora y un conteo con un detector de NaI(Tl) (un detector de Ge(Li) tiene una sensibilidad similar pero una mejor resolución). En la tabla 11.1 se presentan los valores más altos posibles obtenidos con el AAN. Las sensibilidades alcanzados dependerán de la matriz.

Una variante del análisis por activación neutrónica es el análisis de los rayos gamma inmediatos de captura, en la que irradiación y contaje 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 serán 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 estimado² 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.

La creciente demanda de minerales y las precauciones ecológicas y antipoluentes requiere alta eficiencia en los procesos de los recursos. La penetrabilidad de los neutrones permite analizar las partícula que se dan

¹V. P. Guinn, *J. Radianal. Chem.* **72**

²D. L. Anderson et al., *Neutron-Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topica*, T. von Egidy et al. (eds.), (Bristol: Inst. of Phys.) 655

en esos procesos.

Uno de los aspectos importantes es el contenido de ceniza en el carbón porque tiene que ser menos del 30% para evitar baja eficiencia y tiempo excesivo de mantenimiento del equipo. C. G. Wormald et al.³ usó la reacción $^{27}\text{Al}(n,\gamma)$, que produce el emisor gamma ^{28}Al de vida media de 2,3 m para medir el contenido de cenizas en carbón. En este caso se usa ^{252}Cf como fuente de neutrones de $10^8\text{n}/\text{cm}^2\text{s}$ y un detector NaI.

La composición de carbón de combustión es importante para el funcionamiento adecuado en los hornos. Usando neutrones térmicos, con detectores gamma de alta resolución se pueden analizar H, C, N, Na, K, Al, Si, Cl, Ca, Fe, Ti. Con neutrones con energías mayores que 1 MeV se hace lo propio para C, Si, Al.

11.2 Sondas neutrónicas

En la exploración de petróleo y 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 compactos aceleradores para producir neutrones de 14 MeV. Los rayos gamma de las rocas irradiadas son registrados con detectores de germanio colocado en la sonda. Para interpretar los resultados se usa el método Monte Carlo con el que predice el flujo de neutrones como una función de la posición y la transmisión γ . Cuando se trata de exploración de petróleo o agua será necesario usar detectores de neutrones. Estos detectores son adecuados para neutrones térmicos, o sea que son sensibles a la existencia de material hidrogenado. Adicionalmente, la detección de rayos γ de retrodispersión son detectados porque éstos dependen de la densidad de las rocas.

Las mediciones γ - γ y neutrón-neutrón sirven para estimar la humedad y la densidad de suelos, los que pueden servir en la agricultura, tecnología de concreto y en construcción para el estudio de bases y detección de agua en los edificios.

Los neutrones pueden igualmente ser usados para medir niveles de materiales hidrogenados en la industria química, debido a la penetrabilidad de los neutrones en metales y el poder moderador de los materiales hidrogenados. El equipo consiste de una fuente de neutrones Am-Be y un

³C. G. Wormald et al., *Int. J. App. Rad. and Isotopes* **30**, 297-314.

detector de neutrones térmicos. Este equipo sirve también para localizar puntos de bloqueo con sustancias hidrogenadas.

11.3 Radiofármacos

En la planta de producción de radioisótopos del Centro Nuclear de Huarangal se producen isótopos primarios y marcados. Entre estos se tiene el ^{131}I , y el ^{99}Mo . Se tiene capacidad para producir ^{32}P y ^{35}S . Se está construyendo una celda para ^{192}Ir .

El ^{131}I es usado para el análisis de la tiroides y de los riñones. Los compuestos marcados con ^{99}Tc son usados para la gammagrafía del sistema óseo, permitiendo identificar lesiones en forma precoz, apenas se genera un incremento en el flujo vascular, producida por una agresión inflamatoria, traumática.

Las imágenes digitales y nuevos radiofármacos han permitido el estudio de órganos de gran dinámica, como por ejemplo el corazón y el sistema circulatorio.

Por ejemplo se obtiene imágenes de la llegada del bolo radiactivo a la vena subclavia; luego el llenado de las cavidades derechas y el paso a los pulmones, apareciendo el retorno del bolo radiactivo de los pulmones al corazón, visualizándose el ventrículo izquierdo, el diástole y el sístole.

También se ha desarrollado la ventriculografía que permite calcular importantes parámetros de la hemodinámica cardíaca, como son la fracción de eyección sanguínea en cada contracción, los volúmenes de las cavidades, los tiempos de llenado y los tiempos de vaciado.

El imagenología con radiofármacos ha permitido el diagnóstico cerebral, midiendo su llegada y distribución en el cerebro, determinándose lugares de disminución causante de alteraciones cerebrales fugaces.

11.4 Radiotrazadores

Por irradiación neutrónica se produce radioisótopos para múltiples aplicaciones. Los isótopos ^{60}C , ^{192}Ir , ^{178}Tm , ^{169}Yb son usados para la radiografía industrial, especialmente el ^{192}Ir . El ^{60}Co sirve en la esterilización de materiales farmacéuticos y otros productos.

En la industria, los radiotrazadores dan información del comportamiento dinámico de los materiales. Ello se logra escogiendo radiotrazadores con comportamiento dinámico similar al material en estudio.

Los radiotrazadores pueden ser usados bajo condiciones extremas de presión y temperatura, difícil para aplicar otros métodos. Las mediciones de tasa de flujo y tiempo de residencia, la detección de fugas y la presencia de un fluido en la corriente de otro, son ejemplos de problemas industriales que pueden ser encarados con técnicas de radiotrazadores.

En hidrología se usan trazadores para determinar parámetros en corrientes abiertas, transporte de sedimentos, dinámica de lagos y embalses, migración de humedad en la zona no saturada, parámetros del acuífero, origen de aguas subterráneas, recargas artificiales, sistemas geotermales. Los radiotrazadores se usan en ingeniería civil y en el monitoreo de contaminantes.

11.5 Control nucleónico

Cuando el radiosótomo 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.

La gammagrafía sirve también para inspección de fallas en fundiciones y soldaduras de piezas metálicas.

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.

Igualmente con gammagrafía se logra determinar desgastes por corrosión y medición de espesor efectivo mediante dispersión de rayos gamma. Esta técnica es aplicable a recipientes y ductos cerrados o inaccesibles por uno de los extremos.

11.6 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 el proceso de la vida celular hasta el punto de pararla. 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.

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. El frijol de Castilla irradiado se mantiene durante 6 o 7 meses sin problemas. En cambio el de frijol no irradiado se obtiene polvo del metabolismo del insecto.

En el caso de la fruta, la irradiación retarda la maduración y elimina insectos dentro de la fruta. Mandarinas irradiadas se conservan por 45 días.

Los frutos se irradian envasados y la fuente radiactiva no está en contacto con ellos, los que están expuestos sólo a la radiación electromagnética que significa los rayos γ .

11.7 Mejoramiento de plantas por mutación

Las características de un ser viviente están grabadas en el ADN, la que constituye una inmensa biblioteca. El cambio en la estructura de la ADN modificará las características de sus descendientes. En algunos casos, el cambio es de tal magnitud que el ser se convierte en estéril.

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

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, con resistencia al frío y a diversas condiciones de *stress* de las plantas, como puede ser alta salinidad.

En otras palabras, por irradiación se acelera la evolución de las plantas de modo que se adapte a las diversas condiciones ambientales del mundo y tengan un mayor rendimiento.

Chapter 12

Interacción de la radiación con la materia

La interacción de la radiación con la materia depende de las características físicas, como son su carga, masa, energía, entre otras, tanto de la radiación como del material. La radiación puede cambiar radicalmente las propiedades de la materia.

12.1 Penetración de partículas cargadas en la materia

Cuando una partícula cargada ingresa en un material, ésta interactúa electromagnéticamente con los electrones que giran alrededor del núcleo y con el propio núcleo, el que tiene carga Ze . La interacción produce principalmente la ionización y la excitación de los átomos que se encuentran en el camino de las partículas así como la correspondiente pérdida de energía de éstas partículas.

Para calcular la pérdida de energía de las partículas cargadas en la materia es conveniente separar el caso de los electrones y el de las partículas mucho más pesadas que el electrón, como son por ejemplo los núcleos.

12.1.1 Partículas más pesadas que el electrón

Una partícula pesada atraviesa la materia prácticamente sin cambiar de dirección de movimiento y modificando el estado de los electrones que viene a ser los blancos del bombardeo. Los electrones que en primera aproximación pueden ser considerados en reposo son afectados por el campo eléctrico generado por la partícula.

Supongamos que los átomos tienen un número atómico Z y que hay N átomos por unidad de volumen, es decir NZ electrones por unidad de volumen.

Tomemos un eje X sobre la trayectoria de la partícula, el que viene a ser el eje de simetría de revolución para las interacciones con los electrones. Ver Fig. 12.1.

Un electrón que se encuentra a la distancia D del eje X recibe por interacción eléctrica un impulso Δp , que por la simetría sólo tiene componente perpendicular a X . Por lo tanto debemos considerar sólo la componente Y de la fuerza coulombiana:

$$F_y = F \frac{D}{(x^2 + D^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (12.1)$$

Entonces el impulso será

$$\Delta p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ze^2}{x^2 + D^2} dt. \quad (12.2)$$

Como la velocidad v de la partícula se mantiene aproximadamente constante, entonces

$$dt = \frac{dx}{v}, \quad (12.3)$$

lo que lleva a la relación entre la *energía transferida* y el parámetro de impacto D :

$$\Delta E_D = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 D^2}. \quad (12.4)$$

Los núcleos, por ser miles de veces más pesados que los electrones, sufren un impulso muy pequeño en comparación con el de éstos.

Hemos tratado entonces el caso de un electrón con un parámetro de impacto D . Tomemos el caso de los electrones cuyo parámetro de

impacto está entre D y $D + dD$, los que están en una faja cilíndrica de volumen $(2\pi D dD) dx (NZ)$ y por lo tanto reciben cada uno la energía ΔE_D . Entonces el proyectil pierde la energía

$$(2\pi D dD)(NZ)\Delta E_D dx. \quad (12.5)$$

Integrando ΔE_D para los valores de D entre D_{\min} y D_{\max} se tiene

$$\begin{aligned} \left| \frac{dE}{dx} \right| &= \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} \frac{dD}{D} \\ &= \frac{4\pi^2 z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \ln \left[\frac{D_{\min}}{D_{\max}} \right]. \end{aligned} \quad (12.6)$$

El valor de D_{\min} se obtiene considerando que el valor máximo del impulso es $2m_e v$, con una energía transferida de $2m_e v^2$. Por lo tanto, reemplazando este valor en la ecuación (12.4) se obtiene

$$D_{\min} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ze^2}{m_e v^2}. \quad (12.7)$$

El valor de D_{\max} se obtiene para la transferencia mínima, que es la correspondiente a una energía de excitación I . Ello significa

$$\begin{aligned} \Delta E_D &\geq I \\ \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 D^2} &\geq I \\ D_{\max} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ze^2}{v} \left[\frac{2}{m_e I} \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (12.8)$$

$$(12.9)$$

Integrado (12.6) entre los límites arriba definidos, se obtiene la fórmula de Bethe.

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \ln \left[\frac{2m_e v^2}{I} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (12.10)$$

La sección eficaz diferencial está dada por

$$\frac{d\sigma(D)}{dD} \cdot dD = 2\pi \cdot dD. \quad (12.11)$$

De (12.4) se tiene

$$\begin{aligned} d\sigma dD \cdot dD &= \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{dE}{E^2} \\ &= \frac{d\sigma(E)}{dE} \cdot dE. \end{aligned} \quad (12.12)$$

De donde

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2 E^2}. \quad (12.13)$$

Para el valor Z , el valor de I de la fórmula de Bethe está dado por las fórmulas

$$\begin{aligned} I &= 20,00 \text{ eV} && \text{Hidrógeno } (Z = 1) \\ I &= 11,2 + 11,7Z && 2 \leq Z \leq 13 \\ I &= 52,8 + 8,11Z && Z > 13. \end{aligned}$$

El *poder lineal de frenado* está dado por $\frac{dE}{dx}$, con una variación en función de la energía del proyectil que es representada en la Fig. 12.2

El *camino medio* de una partícula es la distancia media que puede avanzar una partícula de energía inicial E_0 antes de ser parado en el material. Entonces

$$\begin{aligned} \bar{R} &= \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} \cdot dE \\ &= \int_{E_0}^0 \left[\frac{dE}{dx} \right] \cdot dE. \end{aligned} \quad (12.14)$$

Si las partículas son pesadas, el camino medio se confunde con la longitud de la trayectoria. Si se trata de electrones, las innumerables desviaciones hacen que el camino medio sea mucho menor que la longitud de la trayectoria.

El aspecto estadístico del frenado de las partículas hace que el camino recorrido tenga una distribución de caminos, lo que corresponde al fenómeno llamado *straggling*.

Transferencia de Energía lineal. Cuando la atención se concentra en el medio antes que en la partícula se define el término de *transferencia de energía lineal*, TEL:

$$\text{TEL} = \frac{dE_L}{dl}, \quad (12.15)$$

donde dE_L es la energía promedio localmente transferida por la partícula al medio absorbente en una distancia dl . En física médica y en radiología, las unidades usadas para el TEL es keV por micra.

Las partículas α pueden tratarse con las relaciones que acabamos de mencionar. Las α son poco penetrantes. En el aire, las más energéticas avanzan algunos centímetros, mientras que en los tejidos avanzan micras, $\mu = 10^{-6}\text{m}$.

El rango medio y el rango extrapolado de las partículas α pueden ser vistas en la Fig. 12.3. El hecho de que las partículas α sean monoenergéticas genera una curva de absorción plana. El aumento del espesor reduce la energía de las α s que pasan por el material. La disminución del número de α s se da en las cercanías del rango. Al final de la curva, la absorción disminuye debido a la distribución estadística de la energía y la dispersión de las partículas en el medio. El rango extrapolado se obtiene prolongando la caída de la curva de absorción como se muestra en la Fig. 12.3.

En aire a 0°C y 760 mm de presión, el rango de las partículas α está dado por

$$R \text{ cm} = 0,56E\text{MeV} \quad \text{para } E < 4\text{MeV}, \quad (12.16)$$

$$R \text{ cm} = 1,24E\text{MeV} - 2,62 \quad \text{para } 4 < E < 8\text{MeV}. \quad (12.17)$$

En otro medio, el rango de las α s está dado por

$$R_m \text{ mg/cm}^2 = 0,56A^{1/3}R, \quad (12.18)$$

donde A es el número atómico del medio, y R es el rango de la partícula α en el aire.

12.1.2 Interacción de los electrones con la materia

Algunas características en las interacciones electrón- materia pueden ser resumidas en algunos párrafos.

Cuando los electrones tienen *choques elásticos* con estructuras atómicas pesadas, son desviados sin pérdida de energía. Por ello, el camino medio es mucho menor que la longitud de la trayectoria. Por otro lado, la *radiación de frenado* es elevada, debido a que su mesa es pequeña.

Respecto a los cálculos, éstos se aplican tanto a los electrones como a los positrones.

La *pérdida de energía por ionización* para electrones relativistas está dada por la fórmula de Möller:

$$\left[\frac{dE}{dx} \right]_{\text{col}} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{2\pi e^4}{m_e c^2} NZ \left[2 \ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \right) + 3 \ln \gamma - 1,95 \right]. \quad (12.19)$$

Una expresión de la pérdida de energía es también el *poder de frenado de masa*, definido por

$$S = \frac{dE/dx}{\rho}, \quad (12.20)$$

donde ρ es la densidad del medio absorbente.

Para fines de la física médica es útil definir *poder de frenado de masa relativo* como

$$\rho_m = \frac{S_{\text{medio}}}{S_{\text{aire}}}, \quad (12.21)$$

donde La *pérdida de energía por radiación de frenado* es un fenómeno clásico de las cargas que sufren rápida aceleración. El fenómeno también es conocido como Bremsstrahlung y tiene una sección eficaz proporcional al cuadrado de la masa M del proyectil y al cuadrado de Z del medio.

De modo que el poder lineal de desaceleración total es

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}. \quad (12.22)$$

Aproximadamente, la relación entre el poder lineal de frenado por radiación y el poder lineal de frenado por colisión está dado por

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}}} = \frac{Z \cdot E}{1600 m_e c^2}. \quad (12.23)$$

El *rango* o alcance de la radiación en un material se mide colocando entre la fuente y el detector diversos espesores del material. Si en una escala semilogarítmica graficamos el número de cuentas medido por un detector en función del espesor del material, obtenemos una línea recta de una pendiente negativa, la que comienza a levantarse a partir de

un determinado espesor. Si prolongamos la recta hasta curzarse con el eje horizontal X, obtenmos el valor de x correspondiente al rango de partícula. Ver Fig. 12.4.

El *espesor medio de absorción* es aquel que absorbe la mitad de las partículas. Aproximadamente este espesor medio es un octavo del rango de las partículas.

Lo que cuenta en el frenado de β s es el número de electrones que encuentra en su camino, es decir en la densidad de área del absorbente. La densidad de área (t_d) es aproximadamente

$$t_d = \rho \times t_l, \quad (12.24)$$

donde t_l es el espesor lineal.

Otra relación práctica para la protección radiológica es la *curva universal del rango R de las partículas β* con energía E , obtenida experimentalmente, dada por

$$R = 412E^{1.265-0.0954\ln E}. \quad (12.25)$$

12.2 Interacción de los rayos γ con la materia

Cuando los rayos gamma atraviesan un material, estos van perdiendo energía pero, contrario a lo que sucede con las partículas α y β , no son absorbidos. A mayor espesor del material mayor será la pérdida de energía. En la Fig. ?? se muestra un gráfico en escala semilogarítmica de la fracción transmitida de radiación gamma en función del espesor del material que atraviesa. El resultado es una línea recta para un rayo monoenergético.

Para los rayos monoenergéticos se logra la ecuación

$$\ln I = -\mu_{\ln} I_0, \quad (12.26)$$

de lo que resulta

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu t}, \quad (12.27)$$

onde I_0 es la intensidad del rayo γ al entrar en el absorbente, t es el espesor del material, I es la intensidad transmitida a través de un material de espesor t , y μ es definido como el coeficiente de atenuación.

Si el espesor t es dado en cm, el coeficiente será llamado coeficiente lineal μ_l y estará dado en cm^{-1} ; si está dado en gm/cm^2 , t será llamado coeficiente de atenuación másica μ_m , y estará dado en $(\text{gm}/\text{cm}^2)^{-1}$. La relación entre μ_l y μ_m está dada por

$$\mu_l = \mu \times \rho, \quad (12.28)$$

donde ρ es la densidad del material absorbente.

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

$$\mu_a = \frac{\mu_l}{N}, \quad (12.29)$$

donde N es el número de átomos por cm^3 . La atenuación atómica viene a ser la probabilidad que un γ interactúe con un átomo del material absorbente. Se le llama también *sección eficaz microscópica*, mientras que el coeficiente lineal es llamado *sección eficaz macroscópica*, (Σ). Ello nos lleva a la relación

$$\Sigma = \sigma N. \quad (12.30)$$

Como se ve en la Fig. 12.6 el coeficiente de atenuación varía con Z del material absorbente y la energía del γ , salvo en la región del efecto Compton, donde la atenuación es independiente de Z .

12.2.1 Tipos de interacción

Producción de pares

Debido al intenso campo eléctrico que existen en las cercanías del núcleo atómico, un *gamma* con energía mayor que $2m_0c^2$, donde m_0 es la masa en reposo del electrón, puede desaparecer y dar lugar a un electrón y un positrón. Despreciando la energía de retroceso del átomo, la energía total del par positrón-electrón será

$$Ek_{e^+e^-} = h\nu - 2m_0c^2, \quad (12.31)$$

donde ν es la frecuencia del γ incidente.

La probabilidad o sección eficaz de producción de un par positrón-electrón es aproximadamente proporcional a $Z^2 + Z$. La sección crece con la energía del fotón entre 1,02 MeV y 5 MeV. Luego crece proporcional al logaritmo de la energía del fotón.

Dispersión Compton

La dispersión Compton es una dispersión elástica entre el fotón y un electrón atómico que por baja energía de ligadura puede ser considerado libre. Si el fotón llegó con la energía hc/λ y un momento lineal h/λ , después de la colisión, el electrón tiene una energía hc/λ' y un momento h/λ' . Ver Fig. 12.7. Entonces la conservación de energía nos lleva a

$$\frac{hc}{\lambda} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda'} + mc^2, \quad (12.32)$$

donde m es la masa del electrón después de la colisión, y la conservación de momento lineal nos lleva a

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'} \cos\theta + mv \cos\phi, \quad (12.33)$$

$$0 = \frac{h}{\lambda'} \sin\theta - mv \sin\phi. \quad (12.34)$$

La solución de las ecuaciones de conservación de energía y momentum nos lleva a

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) \quad (12.35)$$

$$\cot \frac{\theta}{2} = \left(1 + \frac{h}{\lambda m_0c}\right) \tan\phi. \quad (12.36)$$

El electrón dispersado constituye una partícula ionizante primaria producida por los fotones. El hecho que los fotones de alta energía pierden un elevada fracción de su energía, se facilita el trabajo de blindaje.

Klein y Nishina obtuvieron que la sección eficaz diferencial de un fotón incidente sobre un electrón es

$$\frac{d\sigma_t}{d\Sigma} = \frac{e^4}{2m_0^2c^4} \left[\frac{1}{1 + a(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2\theta + a^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + a(1 - \cos\theta)} \right], \quad (12.37)$$

donde $a = hf/m_0c^2$. Integrando la sección eficaz diferencial sobre 4π se obtiene la sección eficaz total, la que se presenta gráficamente en la Fig. 12.8.

En la dispersión Compton, la fracción de energía en el rayo γ dispersado es dado por

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega} \cdot \frac{E'}{E}, \quad (12.38)$$

donde E' es la energía del fotón dispersado.

La sección eficaz de absorción de energía σ_e es

$$\sigma_e = \sigma_t - \sigma_s, \quad (12.39)$$

mientras que el coeficiente de absorción de Compton μ_{ce} será

$$\mu_{ce} = \mu_{ct} - \mu_{cs}, \quad (12.40)$$

donde μ_{ct} y μ_{cs} son los coeficientes de absorción de Compton total y de dispersión.

Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico se da cuando un fotón es absorbido por un electrón ligado, el que sale con una energía cinética dada por

$$E_{pe} = hf - \phi, \quad (12.41)$$

donde ϕ es la energía de ligadura del electrón, la que es transferida al material a través de la radiación de fluorescencia que da lugar a la interacción. Los fotones a los que da lugar esta fluorescencia causan otras interacciones fotoeléctricas. La sección eficaz de la reacción fotoeléctrica está dada aproximadamente por $Z^4\lambda^3$. Por la dependencia de Z , que aumenta con Z se tiene que el plomo es un buen blindaje de γ .

Fotodesintegración

La *fotodesintegración* se refiere a la absorción de un fotón por un núcleo, el que generalmente emite un neutrón. Para ello, el rayo γ debe tener una energía mayor que un valor umbral, el que depende del núcleo. Los valores de la energía son elevados y no corresponden a fotones emitidos por radioisótopos, salvo algunas excepciones como es el caso del ^9Be , cuyo valor umbral es 1,666 MeV. La reacción $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ es usado en fuentes de neutrones monoenergéticos.

La fotodesintegración es muy útil en experimentos con aceleradores de partículas. La sección eficaz es baja con respecto a otras reacciones, por lo que para el blindaje no se toma en cuenta.

Combinación de efectos

Tomando en cuenta las tres reacciones arriba señaladas resulta un coeficiente de atenuación total μ_t dado por

$$\mu_t = \mu_{pe} + \mu_{cs} + \mu_{pp}, \quad (12.42)$$

donde μ_{pe} , μ_{cs} y μ_{pp} son los coeficientes de atenuación fotoeléctrica, por efecto Compton y por producción de pares, respectivamente. El coeficiente total de atenuación es usado en cálculos de blindaje.

La ecuación (12.42) considera la energía que pierde el fotón por unidad de distancia del material absorbente. La energía transferida al absorbente. El *coeficiente de absorción de energía* está dada por

$$\mu_e = \mu_{pe} + \mu_{ce} + \mu_{pp} \left(\frac{hf - 1,02}{hf} \right), \quad (12.43)$$

el que es usado en el cálculo de dosis. Ver Fig. 12.9.

12.3 Interacción de los neutrones con la materia

12.3.1 Dispersión de neutrones

En el capítulo 9 hemos tocado la física neutrónica. Vamos a añadir algunos puntos. De la ecuación (8.9) se tiene que para $n=1$

$$\frac{\overline{E'}}{E} = e^{-\xi}. \quad (12.44)$$

La fracción media de la energía que es transferida al núcleo blanco durante la colisión es

$$f = 1 - \frac{\overline{E'}}{E} = 1 - e^{-\xi}. \quad (12.45)$$

Para el hidrógeno $\xi = 1$, lo que significa que la transferencia energética media al núcleo durante una colisión es 63%. En el caso del C,

Table 12.1: Longitudes de difusión rápida y térmica de algunos materiales¹

$\xi = 0.159$, por lo que en promedio un 14,7% de la energía cinética del neutrón es transferida al núcleo. Los núcleos bombardeados adquieren energía cinética convirtiéndose en partículas ionizantes.

La longitud de la línea recta que viaja el neutrón hasta su termalización es llamada *longitud de difusión rápida*. El cuadrado de esta distancia es llamada *edad de Fermi* del neutrón.

La longitud que avanza un neutrón térmico antes de ser absorbido es llamada *longitud de difusión térmica*, L . De modo que la atenuación de un haz de neutrones térmicos por un material de espesor t será

$$n = n_0 e^{-t/L}. \quad (12.46)$$

Los términos de longitud de difusión rápida y longitud de difusión térmica son aplicables para materiales con baja sección eficaz de absorción. Para los que tiene alta sección eficaz de absorción se aplica la fórmula (8.4).

Valores experimentales de la longitud de difusión rápida y la longitud de difusión térmica para algunos materiales son presentados en la tabla 12.1.

Material	Longitud de rápida (cm)	Longitud de difusión térmica (cm)	Coefficiente de difusión (cm)
H ₂ O	5,75	2,88	0,16
D ₂ O	11	171	0,87
Be	9,9	24	0,50
C(grafito)	17.3	50	0,84

Para una fuente puntual de n_0 neutrones por segundo en medio esférico, el número de neutrones que salen a la superficie es

$$\phi = \frac{n_0 e^{-R/L}}{4\pi R D}, \quad (12.47)$$

donde R es el radio de medio, L la longitud de difusión térmica y D el coeficiente de difusión.

12.3.2 Absorción de neutrones

A medida que los neutrones van perdiendo energía se acercan a la región térmica o epitérmica, lo que aumenta la probabilidad de absorción. Cuando la energía de los neutrones es pequeña, la sección eficaz de captura es proporcional $1/v$, donde v es la velocidad del neutrón. Así, si σ_0 es la sección eficaz de absorción a la energía E_0 , entonces la sección eficaz en el rango de validez de la ley $1/v$, se tendrá

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \sqrt{\frac{E_0}{E}}. \quad (12.48)$$

Figure 12.1: Esquema de coordenadas para calcular transferencia de energía de una partícula cargada a un medio

Figure 12.2: Variación del poder lineal de frenado en función de la energía de la partícula

Figure 12.3: Curva de absorción de partículas *alpha*

Figure 12.4: Curva de atenuación de electrones monoenergéticos, donde x es el espesor del absorbente, $N(x)$ es el número de electrones que han pasado el espesor x y R_n es el rango extrapolado.

Figure 12.5: Atenuación de γ s monoenergéticos (líneas sólidas) y de rayos multicromáticos (línea punteada).

Figure 12.6: Coeficiente de atenuación de γ s en función del número atómico y de la energía.

Figure 12.7: Esquema representativo de la dispersión de Compton

Figure 12.8: Sección eficaz total para un electrón libre.

Figure 12.9: Coeficiente de atenuación total y el coeficiente de absorción de energía de rayos γ en función de su energía.

Chapter 13

Dosimetría de la radiación

En el campo de la radioprotección debe tomarse en cuenta que los efectos de la radiación en los tejidos depende fuertemente de la energía absorbida. Debe tenerse claro que la *dosis absorbida* y la *exposición* a la radiación están en una relación que depende de la energía de los rayos.

13.1 Dosis absorbida

Los daños de la radiación sobre un tejido depende la energía que absorbe, es decir de la dosis absorbida, la que se mide en *Gray* (Gy), definida como joules (J) por kilogramo (kg):

$$1\text{Gy} = 1\text{J/kg}. \quad (13.1)$$

Esta unidad en el sistema internacional (SI) ha reemplazado al *rad* (Radiation Absorbed Dose), que es

$$1\text{rad} = 100\text{ergs/g} = \frac{1\text{Gy}}{100}. \quad (13.2)$$

13.2 Exposición

La actividad de los núcleos no da información de la energía de las partículas emitidas. La energía de la radiación puede ser usada para ionizar, por lo que se habla de radiación ionizante. Si se tiene una

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

$$X = \frac{Q}{m}, \quad (13.3)$$

donde Q está dada en coulombs y m en kilogramos. La unidad de exposición sería la cantidad de rayos X o γ que producen 1 coulomb de carga por kg aire:

$$1 \text{ unidad } X = 1\text{C/kg de aire.} \quad (13.4)$$

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 watts por segundo y por m^2 .

La unidad de exposición puede convertirse a unidades de energía absorbida por unidad de masa de aire, usando el hecho de que el promedio para generar un ion es 34 eV y que ello corresponde a una carga de $1,6 \times 10^{-19}$ coulombs. Esto implica que

$$1 \text{ unidad } X = 34\text{Gy en aire.} \quad (13.5)$$

A menudo se habla de *roentgen* (R) como la exposición que da lugar una carga de ionización de una unidad electrostática (SC) en un cm^3 de aire. Entonces

$$1 \text{ R} = \frac{1\text{SC}}{0,001293\text{g}} = 2,58 \times 10^{-4}\text{C/kg.} \quad (13.6)$$

La relación entre una unidad de exposición X y el roentgen es

$$1 \text{ unidad } X = 3881\text{R.} \quad (13.7)$$

Si la fuente de actividad \mathcal{A} emite gammas 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

$$\frac{\Delta X}{\Delta t} = \Gamma \frac{\mathcal{A}}{d^2}, \quad (13.8)$$

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.

13.3 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 pequeño como para no dar lugar a la colección de cargas secundarias y suficiente alto 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 debe disiparse en el volumen de aire.

Entre los sistemas de medición de exposición se tiene 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, de modo que sus dimensiones sean calculados en forma óptima.

13.4 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

$$\dot{D} = 34 \times \frac{\mu_m \rho_a}{\mu_a \rho_m} \times \dot{X} Gy/s, \quad (13.9)$$

donde μ_a y μ_m son los coeficientes de absorción de energía del aire y el tejido, respectivamente; y ρ_a y ρ_m las densidades del aire y del tejido, 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.

En la Fig. 13.1 se muestra la dosis absorbida por exposición de huesos, grasas y músculo.

13.5 Kerma

El daño sobre un tejido debido a la radiación, donde se produce dispersión, depende sólo de la energía absorbida en el tejido, localmente. Por ello debe diferenciarse el *kerma*, que mide la energía transferida, y la *dosis*, referida a energía absorbida.

Un fotón o un neutrón puede transferir su energía a una partícula cargada del tejido y éstas luego depositan su energía en el tejido.

En ese marco se define dE_{tr} como la suma de todas las energías cinéticas iniciales de las partículas cargadas generadas por fotones o neutrones en una región de masa dm . Entonces el *kerma* será

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}. \quad (13.10)$$

A la entrada de los fotones en un medio, el kerma será menor que la dosis absorbida. A cierta profundidad de penetración, el kerma será mayor que la dosis. Esto se explica en función de la condición de equilibrio de partículas cargadas (EPC). En un punto p centrado en un volumen V existe la condición EPC cuando cada partícula que lleva cierta energía de V es reemplazada por otra partícula idéntica que introduce la misma cantidad de energía. Si existe la condición CPE, entonces la

dosis es igual al kerma ($D = K$), siempre y cuando la radiación de bremsstrahlung producida por las partículas secundarias sea mínima. Ver Fig. 13.2.

Si definimos la fluencia de partículas Φ como el número de partículas que entran en una esfera de área transversal de 1 cm^2 , entonces

$$K = \Phi \frac{\mu}{\rho} (\text{av} E_{\text{tr}}), \quad (13.11)$$

donde $\text{av} E_{\text{tr}}$ es la energía transferida por colisión.

En forma similar se tendrá que la dosis absorbida será

$$D = \Phi \frac{\mu}{\rho} (\text{av} E_{\text{ab}}), \quad (13.12)$$

donde $\text{av} E_{\text{ab}}$ es la energía absorbida por colisión.

13.6 Deposición interna de radioisótopos

Si se tiene un cuerpo de dimensión infinita donde hay radioisótopos, la concentración de dosis absorbida corresponderá a la concentración de esos radioisótopos. En ese marco se define la *energía efectiva específica* como la energía absorbida por unidad de masa por transformación.

Un cuerpo es considerado infinito si sus dimensiones exceden el rango de la radiación emitida por el radioisótopo. En caso de radiación de corto rango como la α y β ,

$$\text{EEE} = \frac{\bar{E}}{m}, \quad (13.13)$$

donde \bar{E} es la energía promedio emitida por los radioisótopos y m es la masa del tejido.

En un órgano la cantidad de radioisótopos varía debido al decaimiento y a su eliminación en el proceso biológico. Si la cantidad inicial es Q_0 , en un tiempo t será

$$Q = Q_0 e^{-(\lambda_R + \lambda_B)t}, \quad (13.14)$$

donde λ_R es la constante de decaimiento radiactiva y λ_B es la constante de eliminación biológica. A partir de ello se define la constante *efectiva* de eliminación

$$\lambda_E = \lambda_R + \lambda_B, \quad (13.15)$$

y el periodo *efectivo* de semidesintegración, T_E , como

$$T_E = \frac{0.693}{\lambda_E}. \quad (13.16)$$

13.7 Dosis total

Si \dot{A}_0 es la tasa de dosis inicial, después de un tiempo t será

$$\dot{D} = \dot{D}_0 e^{-\lambda_E t}. \quad (13.17)$$

La dosis total desde el inicio hasta el tiempo τ está dada por

$$D = \int_0^\tau \dot{D} dt, \quad (13.18)$$

lo que resulta

$$D = \frac{\dot{D}_0}{\lambda_E} (1 - e^{-\lambda_E \tau}). \quad (13.19)$$

Si el tiempo es alrededor de 6 periodos de semidesintegración, éste es considerado infinito, por lo que en ese tiempo la dosis total sería

$$D = \frac{\dot{D}_0}{\lambda_E}. \quad (13.20)$$

Para emisores de radiación γ , debido a que ésta es penetrante, no se puede asumir que el cuerpo es infinito. Sólo una fracción de la radiación es absorbida por el tejido.

Si se tiene un radioisótopo emisor γ uniformemente distribuido, la tasa de dosis en cualquier p punto debido al radioisótopo en un volumen infinitesimal dV en cualquier otro punto a una distancia r del punto p es

$$dD = C\Gamma \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dV, \quad (13.21)$$

donde C es la concentración del isótopo, Γ es la emisión específica de rayos *gamma* y μ es el coeficiente de absorción lineal de energía.

La tasa de dosis en el punto p debido a toda la distribución radioisotópica en el tejido es

$$D = CT \int_0^V \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dV, \quad (13.22)$$

donde V es el volumen del tejido.

13.8 Método MIRD de cálculo de la dosis interna

El Comité de Dosis Médica de Irradiación Interna de la Sociedad de Medicina Nuclear (MIRD) ha propuesto un procedimiento basado en el método Monte Carlo para calcular la dosis que un órgano fuente, S , entrega a un órgano blanco, T .

En la simulación Monte Carlo se sigue los fotones desde su emisión hasta su absorción, teniendo en cuenta todas las probables interacciones con el medio. Como hipótesis inicial se tiene la distribución uniforme del radioisótopo en el órgano S . Luego se simula la emisión del fotón y en cada punto de su trayectoria se asume un tipo de interacción, de acuerdo a su probabilidad, la que depende de su energía y de las características del medio. En la interacción, la partícula transfiere energía al medio y es dispersada en otra dirección y con una energía inferior.

Como resultado de la simulación se tiene la energía emitida por la fuente y la absorbida por el blanco. Entonces se define la

$$\text{fracción absorbida} = \frac{\text{energía absorbida por el blanco}}{\text{energía emitida por la fuente}}. \quad (13.23)$$

El MIRD ha publicado valores de las fracciones de dosis absorbidas de fotones para fuentes puntuales isotrópicas y para fuentes uniformemente distribuidas en aguas y tejidos de formas esféricas, cilíndricas y elipsoidales¹

Si se tiene una fuente de rayos γ con varios valores de energía, la energía absorbida por un tejido será

$$E_e(\gamma) = \sum E_{\gamma i} \times n_i \times \phi_i, \quad (13.24)$$

¹Ver por ejemplo, G.L. Brownell et al., *J. Nuclear Medicine*, suplemento No. 1, MIRD Pamphlet No. 3, 1968.

donde $E_e(\gamma)$ es la energía absorbida, E_{γ_i} es la energía del i ésimo fotón, n_i es el número de fotones de la i ésima energía y ϕ_i es la fracción absorbida del fotón con la i ésima energía. (13.24)

13.9 Dosis neutrónica

La dosis absorbida de un haz de neutrones es calculada considerando que todos los neutrones interactúan con el tejido. Para neutrones térmicos son rápidamente capturados. Los neutrones rápidos, con energía hasta 20 MeV, el mecanismo principal de transferencia de energía es la colisión elástica. En este caso, los núcleos dispersados disipan su energía en el vecindario de la primera interacción neutrónica. La dosis de radiación absorbida es llamada dosis de primera colisión y es determinada enteramente por el flujo primario de neutrones.

Para neutrones rápidos, la dosis de primera colisión de neutrones de energía E es

$$\dot{D}_n(E) = \phi(E)E\Sigma N_i\sigma_i f_i, \quad (13.25)$$

donde ϕ es el flujo de neutrones cuya energía es E , N_i es el número de átomos por kilogramo del i ésimo elemento, σ_i es la sección eficaz del i ésimo elemento para neutrones de energía E y f es la energía fraccional media transferida de neutrones a los átomos dispersados durante la colisión con el neutrón.

Figure 13.1: Absorción de energía por unidad X de exposición para varios tejidos.

Figure 13.2: Representación esquemática del logaritmo de la dosis o del kerma en función de la profundidad de penetración de la radiación.

Chapter 14

Efectos biológicos de la radiación

14.1 Tipos de efectos de la radiación

Los efectos de la radiación pueden ser *estocásticos* o *determinísticos*.

Los efectos determinísticos tienen tres características. En primer lugar, el efecto se presenta a partir de una dosis mínima. La magnitud del efecto aumenta con la dosis. Finalmente, se establece una relación clara entre el agente causante y el efecto. La dependencia de la fracción de personas afectadas estocásticamente en función de la dosis se presenta en la Fig. 14.1. Como se observa en esta figura, puede definirse un *umbral* de dosis a partir del cual se tiene el efecto.

Si con una determinada dosis, el 50% de las personas irradiadas mueren después de 40 días, se le define entonces como la dosis LD-50/40 día.

Los efectos estocásticos ocurren en forma probabilística y las causas no son identificadas inequívocamente. Entre los efectos biológicos estocásticos de la radiación tenemos el cáncer y los efectos genéticos. La probabilidad de ocurrencia del efecto es proporcional a la dosis recibida.

Ante la generación de cáncer no se puede decir con certeza de que éste fue ocasionado por la radiación, pero sí puede estimarse la probabilidad de que ese cáncer haya sido producido por la radiación a cierta dosis. En la Fig. 14.1 se muestra la relación lineal entre la dosis y la proporción

de individuos irradiados que desarrollan un efecto estocástico.

El cáncer o un cambio genético puede iniciarse con la modificación de la información genética de una célula. En el caso de la mutagénesis la modificación de la información se da en células germinales (esperma u óvulo). Puede decirse entonces que una sola molécula perniciosa o un solo fotón puede iniciar el cáncer o una mutación.

14.2 Acciones directas e indirectas

Los efectos estocásticos de la radiación, llamados también con *umbral cero*, son resultado del daño sobre una molécula por ionización y excitación, lo que produce su disociación. Si la mutación ocurre en una célula germinal, ésta es transmitida a las células de las siguientes generaciones. Si se trata de una célula somática, el cambio pasará a la célula hija.

Para dosis por encima de alrededor de 250 mGy (25 rads), la frecuencia de la mutación genética es proporcional a la dosis. Por debajo de esa dosis, la probabilidad es tan baja que es difícil de detectar.

Los efectos indirectos de la radiación se producen cuando ésta da lugar a radicales libres en el agua, los que pueden luego afectar otras moléculas. En este tipo de reacciones se produce, por ejemplo, peróxido de hidrógeno, el que tiene una relativa estabilidad y es un poderoso agente oxidante, pudiendo afectar moléculas que no recibieron directamente la radiactividad.

14.3 Efectos de la radiación

Las exposiciones a la radiación pueden ser i) *aguda*, generada por alta dosis durante un corto tiempo y con efectos casi inmediatos e ii) *continua*, de bajo nivel, cuyos resultados pueden después de varios años.

14.3.1 Efectos agudos

Los efectos agudos pueden ser hemopáticos, gastrointestinales y del sistema nervioso central, los que generalmente se manifiestan en náuseas, malestar y fatiga, alta temperatura y cambios en la sangre, entre otros.

Los cambios sanguíneos se producen generalmente a partir de dosis de 250 a 599 mGy. Los glóbulos blancos, llamadas leucocitos, que se encuentran en un número de 7000/mm³, defienden el cuerpo contra infecciones.

Los glóbulos blancos pueden ser granulocitos (70 - 75%) o linfocitos (25 -30%). Los granulocitos son producidos en la médula ósea y viven unos tres días y los linfocitos viven en la sangre unas 34 horas.

Los glóbulos rojos se encuentran en la sangre en un número de 5 millones por mm³, teniendo la función de llevar oxígeno de los pulmones a las células y transportar el CO₂ de las células a los pulmones para ser expulsado.

Además se tiene los eritrocitos, formados en la médula, con una vida de 90-120 días y los trombocitos, elaborados en la médula, con una vida de 8-12 días, en un número de 200,000 - 400,000/mm³.

Una dosis elevada produce durante un día un aumento transitorio de los granulocitos, seguida de una disminución que llega a su mínimo en varias semanas y recuperar su nivel en varias semanas o meses. En cambio, los glóbulos rojos se mantienen inalterables hasta una semana después de la exposición. Los eritrocitos disminuyen hasta un mínimo en uno o dos meses y se recuperan en unas semanas. Las plaquetas disminuyen durante un mes y se recuperan en varios meses.

Para dosis de 2Gy aparecen efectos hemopáticos, caracterizados por depresión de la médula ósea, náuseas y vómitos, malestar y fatiga. Entre la segunda y tercera semana se pierde el cabello. En uno o dos meses el irradiado muere.

Con una dosis de 10 Gy, se produce el síndrome gastrointestinal. Abruptamente aparecen los síntomas hemopáticos, con náuseas, diarrea y vómitos inmediatos seguidos de muerte en una o dos semanas.

Con una dosis mayor de 20 Gy se produce daños del sistema nervioso central y de otros órganos. El irradiado pierde el conocimiento y muere en horas o días.

La radiación afecta la piel. Una exposición de 77 mC/kg de rayos X de baja energía produce eritemas. Mayores dosis generan pigmentaciones, epilaciones, necrosis y ulceración.

Los órganos reproductores son particularmente sensibles. Una dosis de 300 mGy a los testículos producen esterilidad temporal. En las mu-

jeros, irradiación sobre los ovarios genera esterilidad que se manifiesta en el cese de menstruación.

14.3.2 Efectos retardados

Los efectos retardados resultan de una simple sobreexposición grande o de una sobreexposición baja continua durante largo tiempo. Esta puede ser por irradiación externa o por inhalación o ingestión de un radioisótopo, el que es procesado por el cuerpo de acuerdo a su comportamiento químico, pudiendo alojarse en ciertos órganos o tejidos.

Cáncer.- Entre los efectos retardados se tiene el cáncer que frecuentemente ataca el sistema hemopático, tiroides, hueso y piel. El tumor aparece unos 5 a 20 años de la exposición. Entre las víctimas aparecen mayormente personal médico que trabaja con rayos X. Una de las formas conocidas es el cáncer a los dedos en los dentistas que usaban rayos X para tomar radiografías dentales.

Los datos para casos de bajas dosis no son concluyentes. Por ello se extrapola los datos obtenidos en dosis altas. El modelo de umbral cero sugiere que en un millón de personas que han recibido una dosis de 10 milisievert, se observa 125 casos más que lo normal en decesos por cáncer. Lo normal es 206,600 muertes por cáncer.

Leucemia.- Entre los médicos y radiólogos que han usado rayos X se observa una proporción de casos de leucemia que entre los que no han usado rayos X en su trabajo. Se observan casos de leucemia entre pacientes que han recibido tratamiento de rayos X para algunos tipos de reumatismo.

Aún no está esclarecido si existe un umbral no cero para la leucemia. En Hiroshima se observó que entre 0.2 y 0.4 Gy se dió casos de leucemia. En Nagasaki no se vió incidencia de leucemia en irradiados con menos de 1Gy. Esta diferencia se atribuye a la presencia dosis neutrónicas en Hiroshima, la que casi nula en Nagasaki.

Se ha encontrado que los fetos son 10 veces más sensibles que los individuos después del parto. En todo caso, los estudios en bajas dosis no son concluyentes y se estima que las bajas dosis son poco inducentes de leucemia.

Cáncer óseo.- Varias jóvenes que trabajaron pintando líneas luminosas en base a un compuesto de radio con cristales de ZnS, en los años

1920, murieron de anemia y con degeneración de los huesos **jaw**. Estas personas usaban los labios para darle forma fina a la punta del pincel. Lo mismo ocurrió con pacientes que fueron inyectados con radio para fines terapéuticos. Se demostró que el radio era retenido por los huesos. Cantidades significantes de radio fueron encontrados en los huesos de las víctimas 25 a 35 años más tarde. El estroncio radiactivo, el bario y el radio son químicamente similares al calcio, por lo que se integran a la estructura ósea y en la epífisis. Los productos de fisión ^{144}Ce y ^{144}Pr también se acumulan en la estructura mineral del hueso. El plutonio también se acumula en el sistema óseo. Los radioisótopos que se acumulan en el hueso pueden dañar los tejidos hemopáticos de la médula ósea. Los animales inyectados con estas sustancias en cantidades suficientes terminan sufriendo de cáncer óseo.

Cáncer pulmonar.- En minas de pechblenda, a partir del radio se genera el radón, el que es radiactivo. Por otro lado, el radón decae en otros productos radiactivos. En consecuencia, los mineros aspiran estas sustancias radiactivas. En dos minas europeas, con una concentración de radón en el aire de $1 \times 10^5 \text{Bq/m}^3$, se ha generado un alto porcentaje de casos de cáncer al pulmón en los mineros quince años después que comenzaron a trabajar. Experimentos con ratones mostraron definitivamente que el radón inhalado producía cáncer al pulmón. La deposición de otras sustancias radiactivas en el pulmón también produce cáncer.

14.4 Efectos genéticos

La información genética se encuentra en los cromosomas de la células germinales. En la unión del espermatozoide con el óvulo, cada uno de estos contribuye con 23 cromosomas para formar la célula que dará lugar al nuevo ser humano. Los cromosomas están compuestos por genes, que son constituidos por una macromolécula de ácido desoxirribonucleico (ADN).

El ADN está constituida por hélices compuestas de azúcares y fosfatos, unidas por las bases. Las bases son adenina (A), guanina (G), citosina (C) y timina (T). Estas se colocan en pares A-T y C-G para unir las dos espirales. La unidad de información está dada en tripletes de estos pares. Una sucesión ordenada de estos tripletes nos da la información

genética.

Por agentes físicos o químicos puede producirse la ruptura de la secuencia de bases, lo que da lugar a una modificación de la información en la célula afectada, que influye en sus descendientes. Si se tratara de una célula germinal, que luego es fertilizada entonces puede generar efectos genéticos en el nuevo ser.

Además puede producirse aberraciones cromosómicas como producto de la ruptura de cromosomas y su defectuosa reconstrucción. Estas aberraciones generalmente incapacitan a las células para reproducirse.

Estudios empíricos sugieren que no hay umbral para los efectos genéticos de la radiación. Pero también se ha visto que los efectos son menores para mayor tasa de dosis. Ello implica una reacción reparadora cuando se trata de alta tasa de dosis.

Los genetistas estiman que para dosis entre 0,5 y 2,5 Gy, la tasa de mutaciones se duplica.

14.5 Riesgos estimados

En el campo de los riesgos tecnológicos potenciales se consideran los riesgos percibidos y los riesgos reales. Para las bajas dosis, los riesgos son deducidos estudiando poblaciones numerosas. En 1980, el Comité de la Academia Nacional de Ciencias sobre los *Efectos en Poblaciones de Exposiciones a Bajo Nivel de Radiación Ionizante* publicó un informe conocido como informe BEIR *Biological Effects on Populations of Exposure to Low-Levels of Ionizing Radiation III*. En este informe, los miembros del Comité se muestran de acuerdo con la relación de las altas dosis (1 Gy) con efectos como el cáncer. También estuvieron de acuerdo en afirmar que dosis de fondo (1 mGy) por año sería indistinguible con los efectos de los generados por el fondo. El comité estuvo de acuerdo con la ausencia de efectos genéticos en el hombre. La fuente de datos para este análisis fueron obtenidos de los irradiados en Hiroshima y Nagasaki, personas irradiadas para fines terapéuticos y personas ocupacionalmente expuestos.

Los riesgos genéticos han sido estimados a partir de experimentos en animales. Un método es el llamada de la *dosis de duplicado*. El comité BEIR III estimó que la dosis de duplicado es entre 0,5 y 2,5 Sv, que

corresponde a un riesgo relativo de mutación de 0,002 a 0,004 por rem.

El otro método, el de respuesta-dosis, realizado con ratones, lleva a un estimado de que una dosis de 0,01 Sv a cada padre antes de la concepción genera unos 5 a 65 desórdenes genéticos por millones de nacimientos durante la primera generación.

14.6 Eficacia biológica relativa y factor de calidad

Cada tipo de la radiación ionizante tiene un determinado efecto en tejidos humanos, dependiendo de la cantidad de energía que transfiere a los tejidos. Por ejemplo, para igual dosis, los neutrones son más efectivos que los rayos X para producir cataratas y la radiación alfa es más tóxica que la radiación beta y la radiación gamma. Por ello se define la *eficacia biológica relativa* (RBE), como la razón de la dosis de cierta radiación a la dosis de rayos X que producen el mismo efecto. Para mayor facilidad se define el *factor de calidad* (QF), el que es calculado para un tipo y energía dados de radiación, de acuerdo a la energía depositada por unidad de longitud. La radiación que deposita poca energía por unidad de longitud (caso de γ s) tiene QF aproximadamente 1, mientras la radiación que deposita mucha energía tiene QF que va hasta 20 (caso de α).

El efecto de la radiación sobre tejidos biológicos depende de la dosis absorbida D y del factor de calidad QF de la radiación. La *dosis equivalente* DE se obtiene de la relación

$$DE = D \cdot QF. \quad (14.1)$$

14.7 Dosis equivalente

Cuando la dosis D está dada en rads, la dosis equivalente, H , es medida en *rem* (roentgen equivalente hombre). En el SI la dosis equivalente se da en *sievert* (Sv). Como $1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$, entonces $1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}$. La dosis equivalente considera el QF, la dosis absorbida, la no uniformidad de la distribución DF, el que se aplica sólo en los afines al hueso. La

dosis equivalente está definida por

$$H = D \times QF \times DF. \quad (14.2)$$

El gray considera sólo factores físicos, mientras el sievert toma en cuenta factores físicos y biológicos. Los límites de dosis en sieverts o milisieverts.

De fuentes naturales de radiactividad se recibe entre 0,1 y 0,2 rem por año. La Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) ha recomendado un límite de 0,5 rem por año para el público en general y de 5 rem por año para los que trabajan con radiación.

Las explosiones de Hiroshima y Nagasaki tuvieron víctimas, las que fueron estudiadas con detenimiento, lográndose acumular conocimientos importantes sobre los efectos de la radiación en los seres humanos.

Figure 14.1: Curva respuesta-dosis con *umbral* (A) para efectos biológicos; donde se presenta el umbral (a), la dosis media (c), llamada dosis 50%. La curva B es una curva de respuesta lineal, donde el punto b es la dosis 50% del efecto biológico con umbral cero.