

PRNC 7! CENTRO NUCLEAR DE PUERTO RICO ESTUDIO DE LA DISTRIBUCIÓN DE ALCANCES EN TUNGSTENO DEL ESTRONCIO-91 Y BARIO-140 PRODUCIDOS EN LA FISIÓN TÉRMICA DE URANIO ENRIQUECIDO. 'OPERATED BY UNIVERSITY OF PUERTO RICO UNDER CONTRACT NO. AT(0-11-1833 FOR U.S. ATOMIC ENERGY COMMISSION ---Page Break--- Estudio de la Distribución de Alcances en Tungsteno Estroncio-91 y Bario-140 Producidos en la Fisión Térmica de Uranio Enriquecido # sometido como requisito parcial para el grado de Maestro en Ciencias (Química), Universidad de Puerto Rico, Colegio de Agricultura y Artes Mecánicas, Mayagüez, Puerto Rico. Junio 1965 ---Page Break--- Universidad de Puerto Rico Colegio de Agricultura y Artes Mecánicas Mayagüez, Puerto Rico Estudio de la Distribución de Alcances en Tungsteno del Estroncio-91 y Bario-140 Producidos en la Fisión Térmica de Uranio Enriquecido por Edgar Alberto Páez Moro Tesis sometida como requisito parcial para el grado de Maestro en Ciencias (Química) Junio, 1965 Fecha 23, 1965 "Presidente del Comité Graduado™ ---Page Break--- Annie padres, «at “ ---Page Break--- 'SUMARIO El presente trabajo está encaminado a determinar la distribución en tungsteno de estroncio-91 y bario-140 producidos en la fisión del uranio enriquecido, utilizando un procedimiento electroquímico similar al desarrollado por Davies. Los productos de fisión se proyectan sobre una lámina de tungsteno a través de un colimador. Del blanco de tungsteno se extraen fines en un proceso de dos etapas que envuelve la formación de una capa de óxido y la extracción de la película de óxido por disolución en hidróxido de potasio 0.02 M. En cada capa extraída se hace una purificación radiométrica y luego una caracterización del material en cuestión mediante la medida de sus propiedades radiactivas. Los valores experimentales para el alcance del estroncio-91 y del bario-140 son de 9.3 ± 1.3 y 7.7 ± 0.15 mg/cm² respectivamente. Los datos para el bario-140 están en buena concordancia con los alcances calculados de acuerdo con las relaciones teóricas de

Makherji & Yaffe y Noshkin & Sugihara. Los resultados indican que el fenómeno de tonzación es el responsable del frenado del fragmento hasta que este adquiere una velocidad extrema, por debajo de la cual probablemente ocurre el fenómeno de dispersión elástica. El método de extracción de capas sucesivas, en casos favorables, ofrece gran precisión para el estudio de la distribución de alcances de interacción de partículas cargadas dispersadas sobre un absorbedor. ---Page Break--- RECONOCIMIENTOS Quiero dar mis agradecimientos al Dr. Ismael Almodóvar por sugerir el tema de la presente investigación, por su ayuda en el desarrollo del trabajo y por su colaboración en la discusión e interpretación de los resultados. Palabras de reconocimiento al Dr. R. Gaeta, de la Junta de Energía Nuclear de España, por su gentil colaboración en la preparación del material fiscalizable. Expreso mi gratitud hacia el Dr. Julio Gonzalo, el Dr. Juan F. Facetti y el Sr. Arnoldo de Hoyos por sus útiles discusiones. Agradezco también a todo el personal del Centro Nuclear de Puerto Rico que en una u otra forma colaboraron en la realización del presente trabajo, en especial, al personal del reactor por su cooperación en la irradiación de las muestras. Al Dr. Henry J. Goubers y al Dr. Owen H. Wheeler mi gratitud, tanto por sus valiosos consejos como por la colaboración e interés que siempre prestaron en todo aspecto durante mi estadía en el Centro Nuclear. Expreso mi gratitud a las entidades que, en una u otra forma, contribuyeron a crear las condiciones que se permitieron adelantar la investigación en esta institución, como son el Instituto de Asuntos Nucleares de Colombia, el Organismo Internacional de Energía Atómica, Viena, y el Centro Nuclear de Puerto Rico. La investigación se realizó bajo los auspicios de la Comisión de Energía Atómica de los Estados Unidos. ---Page Break--- LISTA DE TABLAS LISTA DE FIGURAS 1. Introducción. 1. Generalidades. 2. Estudio del alcance de los fragmentos de fisión. 3.

Relactones de alcances-energéticos 4, Métodos experimentales utilizados en la determinación de alcances de los productos de fisión 1A, Método de absorbedor fino. Método de absorbedor grueso.

Método de remoción de capas sucesivas... 5. Objetivos y perspectivas de este estudio. EQUIPO Y MÉTODO EXPERIMENTAL 1 Preparación de los absorbedores... Preparación de las muestras: Construcción del electrodo, Identificación analítica y extracción del óxido... calibración del método electrolítico 4. Método de activación por neutrones. b. Método gravimétrico. 2 Bb B 1% uw “ ---Page Break--- 6. Métodos químicos de separación y purificación..... 7. Medidas y caracterización radioquímica de los núclidos separados... RESULTADOS Y DISCUSIÓN ” Resultados de la calibración del proceso electrolítico 8. Método de activación por neutrones... b, Método gravimétrico... 2. Determinación del alcance del estroncio-91. 3. Determinación del alcance del bario-140. 4. Discusión de los resultados IV. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS APROPIADAS... ---Page Break--- LISTA DE TABLAS Descripción de las Muestras: Fisibles Disponibles. Calibración del Proceso Electrolítico por el Método de Activación por Neutrones. Calibración del Proceso Electrolítico por el Método Gravimétrico. Resultados de la Determinación del Alcance del Estroncio-91. Resultados de La Medición de Actividad Beta del Bario-140. Medición del Alcance del Bario-140 en Ba... Medición de la Actividad Beta para la Determinación del Alcance del Bario-140. Cálculo de la Energía Cinética y de La Velocidad Inicial. Cálculo del Alcance del Estroncio-91 y del Bario-140 en Tungsteno de Acuerdo con Mukherjee y Yaffe. Cálculo del Alcance del Bario-140 y Estroncio-91 en Tungsteno Usando la Relación de Interconversión de Mukherjee y Yaffe. Valores de X y k calculados para Tungsteno..... Cálculo del Alcance Según Noshkia y Sugihara.... Comparación de Alcances de Estroncio-91.

y Bario-140 en Tungsteno. Estudio de la Energía Cinética para el Bario-140 según Noshkin y Sugihara. vt 2 cry ww 20 2 2a 25 a 29 En 33 3s ---Page Break--- LISTA DE FIGURAS Diagrama Esquemático del Sistema de Irradiación. Diagrama Esquemático del Ánodo Usado. ... Estados Utilizados en La Electricidad. Curvas de Desintegración del W'6? extraído por jectrélists Calibración de Espesores Extraídos por Electrélite Baquena del Procedimiento Químico. Espectro Gamma del Sr91 Espectro Gamma del Ba., Medida de La Desintegración Beta para el SrY. Curvas de Desintegración del Ba140. Espectros Gamma del Ba140. Determinación Preliminar de la Distribución de Alcance para Ba160. Determinación Final de la Distribución del Alcance del Ba. Distribución de Energía Cinética para los Fragmentos Acumulados. ... Cálculo de Log K v8 Log (2W3/Ag). Alcance Integrado para Bario-160. vith 33 4 35 37 38 9 60 a 2 6 64 65 66 o ---Page Break--- El proceso de la fisión nuclear, mediante el cual el núcleo se divide principalmente en dos fragmentos de tamaño comparable, es bien conocido. Fong (FI) postuló un mecanismo para explicar el origen de los fragmentos de fisión, en base a una teoría estadística de la fisión, la cual provee una imagen coherente de los estados finales del proceso. La relación con el fenómeno cuántico estadístico de Fong está fundamentada en retroceso y por esto se discute en el apéndice I. En el proceso de fisión se libera una gran cantidad de energía, la cual se manifiesta principalmente como energía cinética de los productos de fisión. Esta energía se origina mayormente en el retroceso de los fragmentos debido a una fuerte repulsión de Coulomb (J1). Poco tiempo después de haber sido descubierto el fenómeno de la fisión (EL), Frisch (P2) determinó experimentalmente la energía liberada midiendo en dicho proceso los productos en una cámara de ionización por una muestra de uranio irradiada con neutrones. Joliot (32) demostró la gran

energía cinética de los fragmentos de fisión, mediante estudios radioquímicos de la penetración de dichos fragmentos en lentes metálicas delgadas. Desde estos primeros trabajos se ha adelantado mucho, disponiéndose ahora de gran cantidad de información obtenida de importantes experimentos realizados. Los métodos principalmente usados para el estudio de esta naturaleza son: 1. Medidas de la energía cinética de los fragmentos de fisión en cámaras de contención (33,

¥3, DI, BL, 32). ---Page Break --- 2. Medidas del tiempo de vuelo de los fragmentos (Li, 12, Si, 82, M, 12). 3. Medidas calorimétricas de la energía total producida (2, 13, al). 4. Estudio del alcance de los productos de fisión en diferentes materiales, junto con el estudio de las propiedades de retroceso de los productos de fisión, es de gran valor como una contribución al conocimiento del proceso de fisión y al estudio del mecanismo de atenuación de tonos pesados en la materia. El mecanismo de atenuación de los fragmentos de fisión en el material frenador es muy complicado. Se han construido diversas teorías sobre este proceso, debiéndose a Bohr (B3-BS) la mayor contribución. Simultáneamente e independientemente, Lamb (14, L5) propuso una teoría similar. Poco tiempo después, la teoría de Bohr fue confirmada mediante el trabajo de Bostréa, Bégaild y Lauriteen (86). Análisis detallados de la teoría de Bohr han sido publicados por Knipp y Teller (K1), Bell (87), Oreiroft (01) y Bobr y Lindherd (58). Al producirse la fisión, los fragmentos son acelerados a grandes velocidades. Muchos fragmentos quedan altamente cargados debido a la enorme perturbación a que son sometidas las nubes electrónicas del material fisionable durante el proceso de fisión. Debido a esta carga, los fragmentos ionizan y excitan los átomos que se encuentran próximos al paso del fragmento, el cual pierde así su energía. De vez en cuando ocurren ---Page Break --- colisiones directas con los átomos del material frenador. De este modo, la teoría de Bohr sobre la atenuación de los fragmentos queda.

Dividida en dos partes: una relacionada con el poder nuclear de frenado y otra, la de mayor efecto, relacionada con el poder electrónico de frenado. A medida que los fragmentos van siendo frenados, su carga neta tiende a decrecer al acercarse al final de su trayectoria y termina haciéndose una vez que el fragmento es desacelerado. Supone Bohr (BS) que este alcanza un estado en el cual ya no puede producir ninguna ionización, ocurriendo cuando la velocidad V del fragmento es menor que la velocidad V_0 del electrón en la capa externa del átomo de hidrógeno. Pulner y Cohen (Y4) en base a sus propios resultados demostraron que la suposición de Bohr era solo una aproximación. La carga iónica inicial de los fragmentos ha sido estudiada por varios autores (B4-87, Lé, LS, K1, OL, PL). Bohr (B4, 25) deduce la expresión siguiente: $Z = 2v$, donde Z es la carga efectiva del fragmento y e su número atómico en el estado fundamental. Una vez neutralizada la carga iónica, la pérdida de energía a V es la velocidad del ión y es la velocidad del electrón en un átomo de carga atribuida principalmente al fenómeno de colisiones nucleares. ---Page Break--- Perfiloy (PL) en 1940, midió la deflexión causada por un campo magnético actuando perpendicularmente sobre un haz de productos de fisión, de donde calculó una carga neta de 20 unidades para el haz. Varios de los resultados de Lassen (L5-L10) demostraron la dependencia de la carga total en función de la naturaleza del material sólido en el cual produjo el retroceso. La carga se midió calculando la deflexión inducida por los fragmentos emitidos desde el sólido en un campo magnético al vacío. En otros experimentos se observó la variación de la carga del fragmento en retroceso en gases y se encontró que la variación aumentaba al aumentar la presión del gas. Así mismo se encontró que los fragmentos pesados son neutralizados más rápidamente que los livianos. El efecto de la presión fue explicado por Bohr y Lindhard (88) como debido a la disipación radiativa incompleta de la.

energía de extracción de los electrones entre colisiones sucesivas con los átomos del gas. Bohr y Lindhard (B3), usando los datos de Lassen (19), encontraron resultados en microsemiconductores de los tiempos radiativos. Entonces Fulmer y Cohen (P4) determinaron el efecto de la presión para varios gases y encontraron resultados consistentes del tiempo radiativo promedio de los fragmentos ionizados y excitados, quedando demostrado que la condición de Bohr de que una carga de un ion pesado está determinada por el número de electrones cuyas velocidades orbitales son menores que la velocidad de dicho ion, es sólo una crudeza aproximada. 3. Relaciones de

alcance-energía Lassen (17) estudió experimentalmente las relaciones de alcance-energía y encontró muy buen acuerdo con las relaciones teóricas --Page Break-- formuladas por Bohr (BS). Muchos autores han tratado el tema para explicar con diferentes desarrollos el mecanismo de pérdida de energía de los fragmentos en retroceso (Us, Kl, B5, 88) con buenos resultados en términos generales. De acuerdo con Bohr (85), la relación de alcance-energía viene dada por: esta ecuación B onda @ Derivando la energía cinética con respecto al alcance se obtiene Bly wd ony ° Reemplazando (2) en (2): 3 Lay ee em dS, @ val Mav my De esta manera, las características de energía lineal \$f, esto es, La pérdida de energía de un fragmento por centímetro de trayectoria viene dada por: el campo Zt", sam Be z wa (a) Donde: --Page Break-- le be GMI +E) 6) U1 es el poder electrónico de frenado para una partícula alfa y x está dado por la siguiente expresión: 92 tye V/V " 2 By tay vy B35 BM) B = loge (of moa o En las ecuaciones anteriores: Nes es el número de átomos del material frenador por centímetro cúbico. My y 2, son la masa y la carga nuclear del fragmento en movimiento. My y % son la masa y la carga nuclear del material. Ves es la velocidad del fragmento. Vg es la velocidad del electrón en el estado fundamental del bromo de hidrógeno. © y 8 son la masa y la carga del electrón. ig es el término que designa el

poder electrónico de frenado. En el término que designe el poder nuclear de frenado. El segundo término de la «: jcl6n (4a) tiene gran importancia cuando se trata de ion pesados como los fragmentos de fisión. 4. Métodos experimentales utilizados en la determinación de alcances de los productos de fisión. El alcance de los productos de fisión ha sido determinado en gases en condiciones normales ---Page Break --- Los métodos experimentales utilizados para medir el alcance se pueden dividir en dos categorías; los que utilizan como absorbedores capas delgadas en comparación con el alcance de la partícula en retroceso y los que usan espesores grandes comparados con el alcance que se está estudiando. 4. Método de absorbedor fino Por este método se han medido alcances de varios productos de fisión utilizando como absorbedor grupos de láminas superpuestas de películas plásticas. Aunque las películas plásticas sufren grandemente con la radiación, presentan la ventaja de permitir la obtención de pesos tan finos como 1 µg/cm² (13). Los primeros en utilizar este método fueron Segr' y Wiegand (83). Posteriormente fue explorado, entre otros, por Finkle, Hoagland, Katcoff y Sugarman (P5) y Douthett y Teapleton (02). Se determinaron los alcances en aire (K2) y en otros gases, siendo afiliados los fragmentos en una serie de láminas muy finas. Alexander y Gazdtk (A1) hicieron mediciones en las cuales reemplazaron una de las hojas de aluminio adyacentes al absorbedor por una hoja de oro, encontrando que ocurría algún retroceso de los fragmentos en retroceso en la lámina de oro y hicieron las correcciones necesarias para este efecto. Las desventajas de este método están en que, con absorbedores muy finos, los rendimientos de los productos en retroceso son ---Page Break --- muy bajos, dificultándose la determinación radioquímica de los atenuados. Tienen la ventaja de no ser necesaria la colimación del haz. >. Método de absorbedor grueso. En esta técnica la muestra a fisilionarse se coloca entre dos láminas.

absorbedoras suficientemente gruesas como para atrapar los 'fragmentos en retroceso y se determina la fracción del total de fragmentos producidos en cada absorbedor. Este sistema ha sido utilizado por Sugarman, Campos y Wielgos (S4), Porile y Sugarman (P2), Fung y Perinan (P6), Portle (P3), Niday (W1), Alexander, Gazdik, Trips y Wasit (42) y por Nosbkin y Sugihara (W2, 10). Sugarman, Campos y Wielgos encontraron relaciones entre fracción recogida en ambas direcciones con el alcance del fragmento en el material blanco. Los resultados obtenidos por este método son menos directos, pero así se evitan muchas dificultades experimentales. + Método de recubrimiento de capas sucesivas Esta técnica fue desarrollada por Davies, Friesen y McIntyre (D3), con el objeto de obtener un método experimental que permita el estudio del alcance de tonos

de muy poca energía, logrando medir alcances del orden de $5 \mu\text{g}/\text{en}^2$ (180 & para aluminio). Con tal fin, los investigadores mencionados seleccionaron un proceso de dos etapas basado en la formación electroquímica de una película protectora untada previamente, seguida de la remoción química de la película, sin atacar la superficie metálica. Ciertos metales, tales como el aluminio y el tungsteno, poseen la propiedad de producir una capa fina protectora de óxido cuando son expuestos a la oxidación en un electrolito convenientemente regulado. Si la oxidación se lleva a cabo a voltajes constantes, en unos pocos minutos el espesor de la capa alcanza un valor constante. Este valor aumenta casi linealmente con el voltaje aplicado. Levis y Plumb (L11) demostraron que una solución acuosa de ácido fosfórico y trióxido de arsénico caliente disuelve rápidamente la película de óxido sin ataque apreciable al aluminio metálico. El método ha sido usado con buen éxito por Davies y Sine (D4), Davies, McIntyre y Sims (D5) y por Davies, McIntyre, Cushing y Lounsbury (D6). Brown y Oliver (B11) utilizaron este procedimiento para estudiar la distribución de alcances de algunos productos de fricción en su entorno. De

una manera al aluminio el contenido exhibe la propiedad de formar capas de óxido por oxidación anódica, cuyos espesores son controlables. Esta técnica sugerida por Krutsen (K3) se ha usado para el estudio del alcance de ciertos fotones deliberados con energías del orden de los kilo-electrónvoltios (D7, B12, 18). Hasta el momento esta técnica no ha sido utilizada para medir alcances de producción de fusión, lo cual se realiza en la presente investigación. Este método tiene la ventaja de los dos métodos anteriormente mencionados (absorbedor fino y absorbedor grueso) ya que en principio es un absorbedor grueso puesto que tiene un espesor mucho mayor que el alcance de los fotones en cuestión, y delante de este absorbedor puede ser posible extraer capas tan finas como de $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Su utilidad es muy grande cuando los productos a estudiarse son partículas de corto alcance y aún más importante, permite una gran exactitud en cuanto a la diferenciación de la distribución de alcances. En un comienzo se pretendió, como una parte de esta investigación, estudiar el alcance de ciertos fragmentos de fusión en aluminio utilizando el método citado, pero se abandonó la idea después de muchos experimentos por no disponerse de un aluminio de la gran pureza requerida. Por otra parte, el estudio en aluminio ya ha sido muy trabajado, como se puede notar en el recuento de la literatura.

5. Objetivos y perspectivas de este estudio

En el presente trabajo se pretende desarrollar un método que permita hacer un minucioso estudio del alcance de los productos de fusión en tungsteno, para lo cual se hace uso de la técnica de extracción de capas sucesivas. La investigación está encaminada a estudiar la distribución de balas y sus productos en la fisión térmica del U235, con tal objeto el material fisible se monta junto con un colimador y un absorbedor de tungsteno. Después de efectuada la irradiación con neutrones térmicos, el conjunto se desmonta y se procede a la extracción de capas de tungsteno para desvestir.

progresivamente o espesor. Para ello, la Matriz absorbente de tungsteno se monta convenientemente en un electrodo, en el cual sólo queda en contacto con la solución la superficie expuesta. Se somete con los fragmentos de fisión. Luego se procede a una separación radioquímica del elemento de interés para determinar. Este método tiene la ventaja de permitir una discriminación muy fina de los espesores, lo cual es muy efectivo al obtener utilizando láminas superpuestas, permitiendo un estudio detallado y altamente preciso ---Page Break--- del paso del fragmento. Tiene la desventaja de exigir mucho trabajo cuando el alcance es grande, necesitando hacer alrededor de cincuenta selecciones para cubrir la trayectoria del fragmento. Además, requiere el uso de uranio enriquecido para obtener suficiente actividad en las finas capas separadas. A fin de conseguir resultados confiables, es necesario el desarrollo y estudio de otras fases experimentales complementarias como pulido a espejo de las láminas de tungsteno, la

preparación de electrodos y del electrodo electrolítico, la calibración del espesor de las capas en función del potencial aplicado, la extracción y purificación radioquímica de los elementos a estudiar y finalmente, la caracterización por medidas radiométricas de los núclidos en cuestión. 11, QUO ¥ \TODO EXPERIMENTAL 1, Preparación de los absorbentes Las láminas de tungsteno usadas en el proceso son discos de una pulgada de diámetro y con un espesor de menos de pulgada. Posteriormente se sometieron a pulido mecánico, hasta grado 400 y luego a pulido electrolítico utilizando un electropulidor al cual se adapta un porta muestra, construido en teflón y diseñado con las dimensiones del absorbente de tungsteno. Antes de cada irradiación se hizo a las láminas un tratamiento preanódico, el cual consiste en anodizar a 70 voltios, extrayéndose el gel resultante por inserción en una solución de hidróxido de potasio. Esta operación se repitió cuatro veces con el objeto de obtener una superficie homogénea.

---Page Break--- 2 Para irradiar se montaron tal como indica en la figura 1. El material fleccionable está formado por una capa de óxido de uranio, la cual está soportada sobre una pieza de acero inoxidable. Las especificaciones pertinentes al material fleccionable se resumen en la tabla 1. Las muestras usadas fueron preparadas por Gaeta de acuerdo con una técnica (62), la cual consiste en la electrólisis de una solución de UO₂ enriquecida en el isótopo 235, en medio fluorhídrico, con electrodo de acero inoxidable y posterior calcinación a 400°C. Tabla 1 Descripción de las Muestras Fleccionables Disponibles

Minerales de Orado	enriquecimiento en -%	Composición por muestra															
U235	U238	Tos	Ba	35	0.77	19.99	0.071	79.76	60.2	Ba-029	0.77	19.99	0.071	79.18	62.4		
Bent36	0.77	90.10	0.330	8.80	61.0	Ba23	0.77	90.10	0.330	8.80	84.00	Baet25	0.77	90.10	0.330	8.80	75.0
Ba028	0.77	19.99	0.071	79.76	58.0	OO	Como colimador se usó un disco de aluminio de una pulgada de diámetro, con un espesor uniforme de 0.2 pulgadas y perforado con pequeños hoyos de 0.0625 pulgadas de diámetro. La línea absorbadora ultrapulida es de tungsteno y se colocó contra este colimador. El conjunto se fijó con un soporte de aluminio tal como se aprecia en la figura 1. ---Page Break---										

3. Consideraciones del electrodo Debido a la alta radiactividad de las muestras, el proceso electrolítico se llevó a cabo detrás de una pared de plomo con la ayuda de un espejo. Con el objeto de reducir el número de pasos y de facilitar la operación en estas condiciones, se diseñó un electrodo compacto el cual aparece en la figura 2. El electrodo se construyó de la siguiente manera: el contacto eléctrico del absorbador de tungsteno se hizo por la parte no pulida de la resina, mediante un alambre recubierto de vidrio excepto en sus extremos. Con el fin de fijar el conjunto y asegurar que convenientemente la cara pulida de la resina estuviera en contacto con la solución, se utilizó una resina autosolidificante. Para ello el conjunto se colocó en un molde de vidrio el cual se llenó con una...

suspensión viscosa de la resina, la cual al cabo de unos diez minutos adquiere una consistencia sólida e impermeable. La oxidación, analizada y extracción del óxido se utiliza como electrolito una solución de nitrato de potasio 0.4 M en ácido nítrico diluido (0.040). Con este método se usó una lámina fina de tungsteno de 0.5 x 2 pulgadas, la figura 3 muestra esquemáticamente la celda electroquímica, el óxido se fueron aplicando el potencial y manteniendo constante el flujo de corriente aproximadamente en 2 A hasta obtener el voltaje deseado. Una inserción posterior por dos minutos en 20 ml de hidróxido de potasio 0.02 M fue suficiente para disolver completamente la capa de ---Page Break--- óxido formada. Tanto la formación del óxido como su disolución se realizaron a temperatura ambiente. La calificación del método electrolítico, la cantidad de tungsteno extraída respecto al voltaje aplicado se determinó por medio de dos métodos: A. Método de activación por neutrones. Usando lámina pulida y sometida a varios tratamientos preandinos (oxidación a 70 voltios y posterior disolución del óxido), se irradié en el reactor. Junto con esta lámina, bajo las mismas condiciones, se tendrá una pequeña lámina patrón de tungsteno metálico,

cuyo peso se determinó con extrema exactitud. Después de la irradiación, la lámina se montó en el electrodo y se anodizó a diferentes voltajes. Los óxidos formados para los diferentes voltajes aplicados a la lámina se disolvieron en 10 mililitros de hidróxido de potasio 0.02 M y se llevaron a un volumen de 50 mililitros. De cada solución se tomaron alícuotas de un mililitro y se depositaron en pequeños recipientes de aluminio. La actividad de las muestras evaporadas se midió con un tubo contador Geiger-Muller. Algunas curvas de desintegración aparecen en la figura 4. Conociendo el dato de la actividad al fin de la irradiación por extrapolación al tiempo cero de la actividad de cada muestra, se calculó el peso de tungsteno extraído por comparación con la actividad obtenida para el patrón. B. Método gravimétrico.

También se calibré determinando la pérdida de peso de las minas, después de haberlas sometido al proceso de oxidación y disolución del óxido. Para ello, se pesaron las minas en condiciones controladas y luego de hacer veinte extracciones en cada uno de los voltajes preseleccionados, se determiné la pérdida de peso y se calculé el promedio para cada voltaje. Los datos obtenidos por ambos métodos aparecen en la figura 5, pudiéndose notar la buena concordancia de las dos calibraciones. Se separó la interacción. Una vez extraídas las capas, se procedió a separar y purificar los núcleos de interés. En la disolución se encuentran mezclados el tungsteno, procedente de la lámina absorbente, y los productos de fisión. Debido a la irradiación con neutrones se obtiene por reacción (2,7) W187, el cual por su período de desintegración de 24 horas, es un serio contaminante radioquímico de los núcleos de interés. Por lo tanto, el primer paso fue la separación del tungsteno presente del bario y del estroncio, lo cual se llevó a cabo precipitando los dos últimos como carbonatos en medio básico. La efectividad de esta separación se comprobó utilizando una lamina de tungsteno radiactivo de la cual se extrajeron capas de óxido, en las que se separaron bario y estroncio fijados como portadores inactivos. Se encontró que después de precipitar los carbonatos estos eran, como medida preventiva, el precipitado de carbonatos se disolvió en ácido nítrico y se precipitó cualquier traza de tungsteno que hubiese podido pasar usando óxido de wolframio con portador. Para la separación y purificación del bario y del estroncio, se usó un procedimiento desarrollado por Glendenin, en el cual se precipitan el estroncio y el bario como nitratos con ácido nítrico fumante. Este es un método clásico de separar estroncio y bario de los productos de fisión. Aunque el método es altamente específico, aparecieron.

algunas contaminaciones aún después de varias separaciones. Para evitar este inconveniente, se hizo una precipitación atrapante de hidróxido férrico, después de tres extracciones con ácido nítrico fumante. A fin de asegurar la ausencia del lantano formado en la fracción, se hizo una precipitación de hidróxido de lantano. El bario se separó del estroncio precipitándolo como cromato en una solución reguladora de ácido acético (pH 5), en la que es soluble el carbonato. El bario se disolvió como cloruro y se reprecipité como sulfato. El carbonato se separó de la solución cromato acética precipitando otro como el oxalato monohidratado en medio acético para evitar la reducción del cromato a Cr^{3+} por el ácido oxálico, lo cual ocasionaría la coprecipitación del cromo con el oxalato de estroncio. En una purificación final se disolvió el oxalato y se reprecipité el estroncio como sulfato. En la marcha química se usaron portadores de bario y estroncio previamente calibrados y aditivos, portadores como Ce, La, V, Zr, Gd, Co, Mn, Sn, Sb y Ru. Todos los portadores tenían una concentración de 10 miligramos por mililitro del elemento en cuestión. El método de separación y purificación se muestra en forma esquemática en la figura 6. ---Page Break--- La caracterización radio de los elementos de interés se llevó a cabo tanto por el estudio de sus espectros gamma como por la medición de sus períodos de desintegración. Para las mediciones se utilizaron dos tipos de contadores; un tubo Geiger Müller acoplado a un espectrómetro y un detector de centelleo de yoduro de sodio activado con talio, acoplado a un

analizador de altura de impulsos de 512 canales, el cual se calibró para cada medición con una fuente de Co-60 y otra de Cs-137. En el caso del Ba-133 se observó el crecimiento de su hija, el Tl-201, y se determinó posteriormente el período de desintegración para cada muestra. Los errores se tomaron después de haber alcanzado el equilibrio. Para comprobar la efectividad del método de purificación radioquímica, se...

(radt6 una muestra de uranio natural (nitrato de uranio), ¥ #8 procedió con la purificación y se tomaron espectros gamma de las fracciones aisladas. Estos aparecen en las figuras 7 y 8. Como puede observarse, no aparece ninguna contaminación radiactiva. TIX. RESULTADOS ¥ DISCUSIÓN 1. Resultados de la calibración del proceso electrolítico 4. Método de activación por neutrones La tabla 2 contiene los datos de la calibración por activación de neutrones. Las actividades están extrapoladas a tiempo cero. ---Page Break--- ae Table 2 Calibración del Proceso Electrolítico por el Método de Activación por Neutrones eee Número 'Actividad Peso de el voltaje #2 de Actividad Peso de la muestra (voltios) TMmuestras del patrón patrón de Gatco (e/atn) (fata) es) 8) OO 1 20 15600 430000 7.29 25.1 2 20 15600 430000 7.29 25.1 3 30 22300 430000 7.29 36.8 4 40 29600 430000 7.29 50.2 5 45 33500 430000 7.29 59.5 6 30 37000 430000 7.29 65.6 7 60 47000 430000 7.29 80.0 8 60 47000 430000 7.29 80.0 9 85 58500 430000 7.29 99.0 SE todo gravimétrico 1 tabla 3 contiene los datos de la calibración por el todo gravimétrico. Se hicieron veinte extracciones para cada voltaje, produciéndose el peso óxido extraído para cada electrolisis. ---Page Break--- 19 Tabla 3 Calibración del Proceso Electrolítico por el Método Gravitométrico ee SSSSSSSSSSSSSSSSSSSSSeS oe, si meee 2. Determinación del alcance del estroncio-91 En experimentos preliminares se observó que el alcance del Sr está comprendido entre 6 y 12 mg/en. Por lo tanto, fue necesario realizar 90 electrolisis a 55 voltios, con lo cual se obtuvo una profundidad de 6.480 mg/en®, para llegar a la zona de interés. A partir de este punto se cubrió el alcance discriminando el espesor por porciones de 0.72 mg/en cada una, haciendo 10 electrolisis a 55 voltios para cada porción. Los datos de la actividad de cada muestra se tomaron de las estadísticas de desintegración beta, una de las cuales se muestra en la figura 9. Las actividades fueron extrapoladas a tiempo cero y se leyó de la actividad residual. Los

Resultados aparecen en la Tabla 4. ---Page Break--- Tabla 4 Resultados de la determinación del alcance del estroncio-91. Número de penetración Actividad Frecuencia La muestra (n/n?) (e/ain) Talativa Se 1 6.48 = 78 900 0.038 2 7.18 = 7.90 700 0.029 3 7.90 - 8.62 8500 0.359 4 8.62 = 9.34 6800 0.287 5 9.36 = 10.06 1600 0.067 6 10.06 - 10.78 700 0.029 7 10.78 - 11.50 2500 0.105 8 11.50 = 11.22 1150 0.048 9 12.22 = 12.96 270 0.011 10 12.96 = 13.66 500 0.021 Como se puede apreciar en la figura 9, tan solo 46 lograron obtener unos pocos puntos de estroncio-91 antes de la desintegración del lugar. La actividad residual, lo cual introduce gran incertidumbre, se debió principalmente a que el tungsteno se activa mucho en el tratamiento de 2% hortela, por la formación de, necesitando un tiempo de enfriamiento bastante largo antes de poder operar. Además, el estroncio es un elemento de alcance relativamente alto, por lo cual es necesario establecer un gran número de penetraciones hasta la región de interés. Todo esto, unido al período de vida relativamente corto del estroncio-91, no permitió una atención de precisión adecuada. Los dos máximos observados aparecen en 8.8 y 11.5 m/en². Se encontró el área bajo cada pico y se calculó el promedio, para el cual se encontró un valor de 9.3 ± 1.3 ap/en². 3. Determinación del alcance del bario-140. En base a la información obtenida en experimentos preliminares, se penetró un espesor de 0.788 mg/en². A partir de este punto, se cubrió el alcance previsto discriminando el espesor en catorce porciones de 0.72 mg/en² cada una. La distribución del bario se determinó en base a los datos de la actividad de cada muestra, extrapolados a tiempo cero. Un conjunto de curvas que muestran el crecimiento del bario y la desintegración del Ba-140

en las diferentes muestras se puede apreciar en la figura 10. Asimismo, se tomaron espectros gamma de cada muestra, los cuales aparecen en la figura 11. Los resultados correspondientes a la medición beta.

---Page Break--- 2 Table 5 Resultados de la Medición de Actividad Beta del Bario-140 Penetración Actividad Frecuencia — Frecuencia Relativa (c/s) ntegrada 1 0.788 = 1.508 6800 0.02292 0.9859 2 1.500 = 2.228 7800 0.0262 0.9630 3 2.228 - 2.963 17000 0.0573 0.9368 4 2.948 - 3.568 20500 0.0591 0.8975 5 3.668 = 4.383 30600 0.1031 0.9106 6 4.820 - 5.560 27200 0.0917 0.7073 7 5.540 - 6.260 35000 0.5156 0.4976 8 6.260 - 6.980 37000 0.1267 0.4976 9 6.980 - 7.700 37100 0.125 0.3728 10 7.700 - 8.420 33000 0.012 0.2479 11 8.420 = 9.160 32000 0.1078 0.1367 12 9.100 - 9.860 3800 0.0118 0.0289 13 9.850 - 10.550 2800 0.0056 0.0171 14 10.590 = 11.300 2300 0.0077 0.0077

En la tabla 6 aparecen los datos obtenidos tomando las áreas de los fotopicos de 0.16 MeV del Bario-140 y de 1.6 MeV del La-140, ---Page Break--- 23 Table 6 Medición del Alcance del Bario-140 en Base a su Actividad Generada Número de Fenetración Area fotopico Frecuencia Relativa La muestra (0.16 MeV) (1.6 MeV) MeV MeV 1 0.785 ~ 1.508 638 234 0.0098 0.0087 2 1.508 2.228 2322 800 0.0187 0.0297 3 2.228 - 2.948 4706 1863 0.0867 0.0693 4 2.948 = 3.668 6533 2441 0.0826 0.0908 5 3.858 = 4.388 7832 2978 0.110 0.1107 6 4.020 = 5.540 6816 2446 0.0967 0.0809 7 5.540 - 5.260 9803 3707 0.1390 0.1379 8 5.260 - 6.980 9816 3708 0.1392 0.1380 9 6.990 - 7.700 10200 40120 0.1447 0.1480 10 7.700 - 8.820 10117 0.2035 0.41579 11 8.420 - 9.140 709 197 0.0100 0.062 12 9.140 = 9.860 932 270 0.0130 0.0100

— Los resultados se representan en la figura 12 y puede observarse la buena concordancia tanto en el máximo como en la forma de la curva. De estos datos se deduce que el alcance más probable tiene un valor aproximado de 73:1 ag/eA. La forma de la distribución es la de una gaussiana deformada. Esto se debe a la pobre colimación de los fragmentos en retroceso. Para este experimento se utilizó como colimador un disco de malla de acero ---Page Break--- 2% inoxidable, con un tamaño de 30 (30 hilos por pulgada lineal). Además, la atribución de frecuencias indicios es plausible.

difustén y eaparcintento de los productos de fisién on marcha hasta el adsorbedor lo cual indicé que fe colimador no era apropiado ni en espesor af en divergenctia. on el objeto de corregir los defectos citados, se usd luego ua colimador de 0.2 pulgadas de eapesor y perforado con hoyos de 0.0625 pulgadas de dténetro, el cual permitis el méxim de colinacién ain afec- tar en gran parte 1a eficiencia de colecetén. A fin de obtener una discriminactén nfs fine de la diatribie etn, oe restringié el estudio « 1a cona cerca del mfxiao, enpesindose a tomar las muestras a partir de un cspesor de 4.32 mg/en®. La dietan- cle ae dietribuyé en veinte porciones de 0.288 ag/en® cada una (4 elec- tréliste a 55 voltios cada muestra). Los datos correspondientes a este experineto aparecen en Le tabla 7. Loe resultados de ste experimento se ilustran en la figura 13, em Le cual se puede apreptar Le dletribuetén del alcance det Bel40 fon tungeteno. Puede notarse que gracias al uso del nuevo colimador ee obtuvo una distribuctn sinéctica suy bien definida, Debido a la mts fina Lectruinactén del espesor, la actividad fu€ menor que en el expert mento prelininar, pero suficiente pere medir el crecimiento del Lal40 y La desintegractén det Ba!40 con sufictonte practetén. ---Page Break---

2s Table 7 Medición de 1a Actividad deta para la Disertminacién Fina del Alcance del Bario-140 OT Minero de Penetragién Actividad La muestra (eg/en?) (e/ata) 1 432 = 62 50 2 4.6L = 6,90 98 3 4.90- 5.18 - 4 5.18 = 5.47 215 5 S07 = 5.76 340 6 5.76 = 6.05 325 7 6.05 - 6.34 560 8 5.36 = 6,62 510 9 6.62 = 6.91 507 10 6.91 - 7.20 902 n 7.20 > 7.49 asi 2 7.49 = 7.80 5100 3 7.80 - 8.05 1250 uw 8.05 - 8.35 645 15 B35 = 8.66 350 6 8.64 8.93, 450 v 8.93 = 9.22 267 8 9.22 - 9,50 v0 aw 9.50 9,79 tor 20 9.79 = 10.08 93 ---Page Break---

26 a win de los resultados Gon el objeto de comparar los resultados experinentales obt nidos en la presente investigaci6n con los alcances

predecibles teóricamente, se calcularon éstos utilizando las relaciones propuestas por Mukherji y

Yaffe (Wh) y por Noshkin y Sugihara (3). Ambos cálculos requieren el consentimiento, tanto de la energía como de la velocidad inicial de los fragmentos. La energía cinética se obtuvo de los resultados experimentales de Milton y Fraser (M2), los cuales dan la distribución de energía total para los diferentes modos de fisión. A partir de estos datos se calculó la distribución de energía para el Sr⁹¹ y otro Ba¹⁴⁰, con corrección para el efecto de atenuación de neutrones de los fragmentos primarios de acuerdo con Brown y Oliver (B11). Retenga « @ donde: Frotación # 18 energía total para el correspondiente modo de fisión. Ap es el número de masa del fragmento pesado complementario del Sr, (ap = 145). Ay es el número de masa del fragmento liviano complementario del Sr (ay = 96). Los valores de V se obtuvieron de las siguientes relaciones dadas por Wahl (11): $V = 0.55375 \sqrt{A - 143}$ (o $V = 9186375 + 0.052(A - 143)$) donde: A es el número de masa del núcleo que se fisiona, en este caso A = 235. Una vez obtenido el dato correspondiente a la energía cinética más probable, se calcularon las velocidades iniciales para los núcleos estudiados. En la tabla B aparecen los valores de la energía cinética y de la velocidad inicial de los fragmentos, junto con los datos utilizados para calcularlas. Tabla & Cálculo de la Energía Cinética y de la Velocidad Inicial Parámetros usados (calculados) set alto 'p us 140 A a 96 ae Byoe (más probable) 187 E (ev) 57.8, B (ers) 1.5a7a10 1.0825x10⁻⁴ % 1.s10sxi0-22 2365210722 ¥, (oafsee) 5x10⁷ 9,620x10⁸ ---Page Break--- 28 Las distribuciones de la energía cinética aparecen en la figura 14, BL alcance calculando la relación dada por Mukherji y Yaffe (QW), la cual es una relación más general que la explicada por Niday (iL), ambas obtenidas con una simplificación de la relación de la Pérdida de energía dada por Bohr (25). La relación final obtenida por Mukherji y Yaffe (M44) es la siguiente: $Ay My 18 R az$ Donde: Rees el alcance en mg/ea?, Ay es el número de

nase del fragmento. % ¥ Ay on el número atómico y el número de nase del material frenador. 4% ϕ_n la carga nfs probable para el fragmento de física. Vo e# la velocidad del electrón en el tono de hidrógeno (2.185 x 10 en/seg). estado fundamental de la velocidad tnftal del fragmento (en unidades 10 en/eeg), Los valores A alcance y los datos utilizados para su cálculo aparecen en la tabla 9, ---Page Break--- Fy Tabla 9 Cálculo del Alcance del Estroncio-91 y del Bario-140 en Tungsteno de Acuerdo con Mukherji y Yaffe % 14.459 9.62 % % 1" " 136 184 » 36.39 34.39 R (ng/en*) 22 Los valores de Z, se obtuvieron de los datos publicados por Want (#1). Buscando la relación de alcances para un mismo fragmento en diferentes materiales, Mukherji y Yaffe (4K) obtuvieron la siguiente expresión para la interconversión de los valores del alcance a3) Donde: Ry y Ry representan los alcances para un mismo incluido en materiales de carga nuclear 2 y Zp y número de ase Ay y Ap, respectivamente, Usando la fórmula (13) 46 calculó el alcance del bario y del estroncio en tungsteno en base al alcance de los mismos fragmentos ---Page Break--- obtenidos experimentalmente en aluminio, oro y uranio. En la tabla 10 se presentan los alcances y los datos utilizados para calcularlos. La Tabla 10 Alcance del Bario-140 y Estroncio-91 en Tungsteno es " _ clittitenn aa" 4.02 2.98 % - Ms 2 » 4 2 que %y ot 2 Ray " 8.0 4 » 5 on » By — Ls x" 1.74 a 4 '2 = " ae By 10.17 a (a) Ref (AL) (@) Ref Git) ---Page Break--- a (Con el objeto de verificar la aplicabilidad de la ecuación calcularon los valores (22) en nuestro c: comprobar Kyk la validez de las suposiciones hechas por Mukherji y Yaffe en la deducción de esta ecuación. Mukherji y Yaffe dicen que cada material frenador y que puede ser una función de 2/? /Ay. Los valores de Ky que vienen dados por las ecuaciones (14) y (G5), respectivamente: 3/5 oie [oon 82a] ken gl as) Los valores obtenidos para el Sxl y el nal49 en tungsteno, aparecen en la tabla 11. 'Tabla 11 Valores de K y k Elevados para Tungsteno Para el also ® 1.0331

1.044 log & 0.014162 0.017390 x 3.9636 3.4218 ap tog 2 1.64207 1.64207 ---Page Break--- 2
 como puede apreciarse, los valores de k para los dos fragmentos son aproximadamente iguales, de donde deducimos que la primera suposición de Mukherjee y Yaffe se cumple. Al graficarse los valores "log x" contra "los #2" para x9 y pal40 en materiales alternativos se puede apreciar en la figura 15 que los puntos aparecen en línea, confirmándose así la indicación supuesta de Yaffe y Yatte. También se calcularon los alcances usando la relación elaborada por Lindhard, Scharff y Sigt (L12) y modificada posteriormente por Nosbikin y Sugihara (3). Esta ecuación expresa una relación universal de distancia y energía para todos los átomos en retroceso, en cualquier material, la cual se resume como: $1/c = o + d oN?$ (as) ©(©) y © son medidas sin dimensión del alcance y la energía cinética respectivamente. Cada uno de los términos de la ecuación (16) se expresa como: © (6) = 4raPH R AyAy (Ay + Ay) a7) faba, (20) +4) 7 as) om resp? a3 AM? (a, + 3/222304 al? aH? sy Donde: 2/3 2/3 Bry ty es el número de átomos por centímetro cúbico del material frenador. Es el alcance en centímetros. ---Page Break--- 33 2 = 0.8953 áge/s? 44g €2 el radio del electrón en la órbita fundamental del átomo de Larsson. 2 a8 La carga más probable para el fragmento obtenido de Wahl (U1). En la tabla 12 se dan los datos y resultados para el cálculo del alcance van Noshkin y Sugihara. Tabla 12 Cálculo del Alcance Según Nosbikin y Sugihara Se Parámetros usados (calculados) set palf0 Se abanan TE E (ergios) 1.5924x107% 1083x1074 a 1 188 a a 160 4 36.33 54.39 2 2 Ey e (ues) 2.304x10719 2.306x10719 athe as 3 » 20.391 21.989 . S47 an L239 ° 52. N (€tomos/en?) 6.32e0? R (en) 3.91074 R (mg/en?) 2.53 ec ---Page Break--- 4 En la tabla 13 aparece una comparación de los alcances calculados y de los valores experimentales obtenidos en este trabajo. Tabla 13 Comparación de Alcance de Estroncio-91 y Bario-140 en Tungsteno — Alcance (ag/en*) Valores obtenidos de set Bario —

Woshkin y Sugihara 10.13 7.33 Mukhersi y Yaffe 10.45 y Bate trabajo 93213 7.70¢ 005 ee Cove se puede apreciar en la tabla 13, existe buena concordancia entre los resultados experimentales y los calculados. Los resultados obtenidos con la relación de Noshicin y Sugihara son algo menores, lo cual se puede explicar en base a que esta expresión es una aproximación que unifica el proceso de frenado electrónico y nuclear. Por otra parte, esta relación permite calcular la energía cinética inicial de los fragmentos de fisión a partir de los datos experimentales del alcance, en forma muy simplificada. De este manera se calculó la distribución de energía para el Ba⁴, tomando como base la distribución experimental de alcance obtenida en este trabajo, la cual aparece en la figura 13. En la tabla 14 aparecen los datos utilizados en el cálculo de la distribución de energía para el Ba⁴, ---Page Break--- Tabla 14 Cálculo de la Energía Cinética para el Bario-140 Según Woshkin y Sugihara Frecuencia R we gz ne/en? Mew 0.076 os 20.25 0.072 as 22.563 0.071 5.10 26.001, 0.072 3.6 0.074 33 0.09 65 0.058 6.75 45.563 ovtis 7.00 49.0 0.1 7.25 52.566 0.209 1s 36.25 0.826 735 57.002 0.965 16 57.76 1.700 1 39.29 0.949 78 60.86 0.33 7.85 61.623 0.198 8.0 6 0.16 8.25 62.089 0.107 8.50 72.35 0.074 8.75 76.563 0.058 9.0 a o,o412 9.25 95.563 0.03 9.5 90.25 0.0016 9.75 95.063 ---Page Break--- Estos resultados comparan con los obtenidos por Uilton & Fraser (2), los cuales aparecen en la figura 14. Como puede apreciarse, la concordancia es bastante buena. Para el caso del estudio del alcance de productos de fisión, Niday (NL) calcula su valor integrando desde la velocidad inicial Vi hasta una velocidad crítica ve. De acuerdo con Bohr (55), cuando la partícula en proceso de frenado llega hasta una velocidad en la cual el diámetro de colisión b se hace igual al radio de pantalla a, debe comenzar la dispersión isotópica. Igualando a y b es posible calcular dicha velocidad crítica, por debajo de la cual se puede asumir que le

ALepersion en eldatica. Los parámetros a y b están dados por: pRB 20) % 2/3, 213) <n wnay GP By) a My €8 1a natn reducti del statena. Si a y b son iguales a velocidad V, será a velocidad crítica Ve y la entrada dada por: Wer gage? + BPM? 2 ayy - Se obtuvo para V, un valor de 12651103

en/ses para el ^{140}Ba en tungsteno. Utilizando la relación de Widay generalizada por Mukherji y Yaffe, integrando desde la velocidad inicial hasta la velocidad V_c , tendremos ---Page Break --- 7

Donde: R es el alcance máximo de un fragmento atenuado por interacción inelástica (Lonzación). De acuerdo con la ecuación 23, el alcance para el ^{140}Ba en tungsteno es de 8.67 mg/cm^2 . Como se dijo anteriormente, se asume que el fragmento pierde energía por interacción hasta que adquiere una velocidad crítica V_c , a partir de la cual es frenado por choques elásticos. En la figura 16, donde aparece el alcance integrado para el ^{140}Ba , puede notarse que el punto de inflexión de la curva se encuentra en un valor del alcance de 8.6 mg/cm^2 . Este cambio de pendiente sugiere un cambio en el proceso responsable del frenado de la partícula. La concordancia del valor de R calculado con el punto de inflexión de la curva permite decir, como una primera aproximación, que la expresión 23 es una buena representación del alcance máximo, de acuerdo con lo supuesto anteriormente. De acuerdo con la teoría de Bohr (85), el alcance en la región de frenado nuclear, donde el proceso de atenuación es debido a colisiones elásticas, se puede obtener por la siguiente relación citada por Harvey.

$$R = 606 \frac{AL + A_a A_e}{A} \left(\frac{E}{V_c} \right)^2$$

Donde: E (1.167 MeV) es la energía correspondiente a la velocidad crítica. R viene dado en $\mu\text{g/cm}^2$. De acuerdo con la teoría de Bohr, R se distribuye en forma gaussiana alrededor de R_y de acuerdo a la siguiente relación:

$$\sigma = 0.456 \frac{R_y}{E} \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2}$$

Como se puede observar en la figura 16, existe para la región de 8.6 mg/cm^2 cierta compresión de los

puntos. En el caso de los fragmentos de los productos de fisión, estos ofrecen, no se puede suponer una distribución sinérgica, ya que está calculado para una energía homogénea; mientras que en el caso de una distribución de energía. TV. CONCLUSIONES y PERSPECTIVAS

El valor del alcance encontrado para el ^{140}Ba es de 7.704 ± 0.15 , teniendo la desviación "estándar" de aproximadamente 2%. Como puede observarse, en este caso la predicción es muy grande y puede decirse que el método de reacción de capas sucesivas es una herramienta muy útil para discriminar en forma muy exacta el efecto producto a lo largo de la trayectoria de penetración en el material frenador. ---Page Break--- 39

Los resultados experimentales están en buen acuerdo con los cálculos según la expresión obtenida por Mukherji y Yaffe a partir de la teoría de Bohr. En este trabajo se comprobó que las propiedades atribuidas al par de neutrones k , por Mukherji y Yaffe, se cumplen para el Sr y el ^{140}Ba en tungsteno. La expresión de Noshkin y Sugihara produce resultados algo menores que los experimentales. Esto probablemente se debe a que esta ecuación es una aproximación que unifica los procesos de frenado electrónico y nuclear. El valor del alcance encontrado para el Sr91 fue de 9.5 ± 1.3 , teniendo la desviación "estándar" de 14.4% del valor obtenido. Esta poca precisión se debe a las limitaciones experimentales ya indicadas en la presentación de resultados. En base a los resultados obtenidos por Sr91, se puede concluir que el método de reacción de capas sucesivas no es aconsejable para el estudio de productos de fisión de corto período de desintegración, sobre todo si su alcance es grande y el material absorbente requiere un tiempo de "enfriamiento" largo después de la trayectoria. Sería interesante realizar un estudio posterior destinado a comprobar e interpretar el doble máximo que se observa en la curva de distribución del alcance de Sr91 en tungsteno. Este método, si bien de gran precisión en los casos favorables, es bastante demorado, pues por limitaciones del

potencial de electricidad no es posible extraer capas de oro de 30 vs/cm^2 , necesitando un gran deseo de electrólisis para alcanzar una penetración del orden de 10 ng/cm^2 ---Page Break--- De acuerdo con los resultados obtenidos para el ^{140}Ba , el mecanismo de frenado al final de la trayectoria parece estar representado en una forma más exacta si, en la expresión del alcance, se utiliza la velocidad efectiva en lugar de la velocidad V , el electrón en el Año de Metrágono. Esto

implica suponer que la fuente en el proceso responsable del frenado del fragmento, hasta que este adquiera una velocidad efectiva V y a partir de la cual el fragmento es frenado por dispersión elástica. Se abre la posibilidad de estudiar más detalladamente la región, especialmente la interacción de un fragmento pesado en un material también pesado, donde el centro de masa se encuentra entre el fragmento y el absorbente, situación ideal para que tenga lugar el fenómeno de dispersión asimétrica. Por otra parte, sería de interés extender el estudio midiendo el alcance de otros productos, donde la condición de base no se cumple. Se presenta también la perspectiva de analizar el comportamiento del mayor número posible de fragmentos de fisión y así contribuir con datos muy precisos al estudio de la fisión nuclear y de la interacción con el medio absorbente, de iones altamente cargados y de alta energía cinética. ---Page Break---

a. a. a. 2», BA ». 3. Bio. Bu. a2. pi. me. D3. a REFERENCIAS JM. Alexander y P.M. Gazdil, Phys 874 (1960). J. M. Alexander, P. Gazdiky A. R. Teipe y B. Wasi, Phys. Rev. 9, 2659955) D.C. Brunton y G. H. Hanna, Can. J. Res. 28A, 190 (1950). 498 (4950). D. C. Brunton y W. B. Thompson, Can. J. Res. 29A N. Bohr, Phys. Rev. 58, 654 (1940), N. Bohr, Phys. Rev. 53, 270 (1941), N. Bohr, Dan. Mat. Rye, Medd. 18, 8 (1943), K. Brostrup, J. K. Bégsild y T. Lauritsen, Phys. Rev. 38, 651 (1940). G.L. Bell, Phys. Rev. 90, 543 (1953). N. Bohr y J.S. Lindhard, Dan. Mat. Fys. Medd. 23, 7 (1954), J. K. Béggilé, O. H. Arrés y T. Sigurgersson,

Phys. Rev. 71, 231 (1947). J.K. Béggild, L. Minohagen and O.B. Nielan, Phys. Rev. 76, 998 (1955). Y. Brown and B.R. Oliver, Can. J. Chem. 39, 618 (1961). I. Bergstrom, J.A. Davies, B. Doseij and J. Ubler, Arkiv Fysik 23, 389 (1963). M. Deutsch and M. Ransey, USABC Report MDDC-945 (1945). B.E. M. Douthitt and D.H. Templeton, Phys. Rev. 94, 631 (1948). J.A. Davies, J. Friesen and J.D. McIntyre, Can. J. Chem. 38, 1526 (1960). J.S. Davies and G.A. Sime, Can. J. Chem. 39, 601 (1961). J.A. Davies, G. Gis6ip, J.D. McIntyre and G.A. St. Gan, J. Chem. 39, 611. J.A. Davies, J.D. McIntyre, R.L. Cushing and M. Loundsbury, Can. J. Chem. 38, 1535 (1960). ---Page Break---

P. nL mn. 23. J.A. Davies, B. Boned and J. Ulery, Arkiv Fysik 23, 389 (1963). P. Fong, Phys. Rev. 102, 496 (1955). O.R. Frisch, Nature 149, 275 (1939). 4. Flannerfeld, Jensen and Geutner, Z. Phys. 420, 450 (1952). C.B. Fulmer and B.L. Cohen, Phys. Rev. 109, 94 (1958). J. Finkle, E.J. Hoagland, B.J. Katcoff and N. Sugarsan, Nuclear Energy Ser. Div. 1, Book 1, 463-471 (1951). S.C. Fung et al., Phys. Rev. 7, 623 (1952). S.R. Gunn, H.G. Hicks, H.B. Levy and D.D. Sterenson, Phys. Rev. 102, 1542 (1957). R. Gaeta and F. Manero, "Electrodeposición Cuantitativa de Uranio en Medio Fluorhídrico", Comunicación privada, JEN ME/1, (1963). L.E. Glendenin, "Determination of Strontium and Selenium Activities in Fission", Paper 236 in Radiochemical Studies: "The Plutonium Products". Edited by C.D. Coryell and N. Sugerma, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York (1951). C. Abn and F. Strassmann, Naturwissenschaften 27, 11 (1939). M.C. Henderson, Phys. Rev. 52, 774 (1940). G. Harvey, "Recoil Techniques in Nuclear Reaction and Fission Studies", Ann. Rev. Nucl. Sci. Vol. 10, 235 (1960). J. Dungeream and B. G. Weight, Phys. Rev. 76, 1112 (1949). F. Joliet, Comptes Rendu 208, 341 (1939). W. Jentsche, Z. Phys. 120, 155 (1940). J. Knipp and B. Teller, Phys. Rev. 59, 659 (1941). S. Katcoff, J.A. Miskel and C.W. Stanley, Phys. Rev. 74, 631 (1948). A.B. Kutsen, Comunicación privada, Universidad de Aarhus, Dinamarca (1952). R.

B. Leachman, Phys. Rev. 87, 448 (1952). R. B. Leachman y W. Schmitt, Phys. Rev. 96, 1356 (1954). ---Page Break---

pp. 4 R. B. Leachman y W. D. Schafer, Can. J. Phys. 33, 357 (1955). W. E. Lasb, Phys. Rev. 58, 696 (1940). W. B. Land, Phys. Rev. 59, 697 (1941). N. O. Lassen, Dan. Mat. Fys. Medd. 23, 2 (1965). I. O. Lassen, Dan. Mat. Fys. Medd. 25, 11 (1949). N. O. Lassen, Dan. Mat. Fys. Medd. 26, 5 (1951). N. O. Lassen, Dan. Mat. Fys. Medd. 26, 12 (1951). N. O. Lassen, Dan. Mat. Fys. Medd. 30, 8 (1955). J. E. Lewis y R. C. Plusb, Intern. Appl. Radiation and Isotopes, 2, 33 (1956). J. Lindhard, M. Scharf y H. E. Shide, Mat. Phys. Medd, Dan. Vid. Selsk. 33,

14 (1993). J. D. C. Milton y J. B. Praser, Phys. Rev. 111, 877 (1958). J. D. C. Milton y J. S. Froser, Can. J. Phys. 49, 1526 (1962). Ms. Mecargo, J. A. Davies y B. Brom, Can. J. Phys. 41, 1231 (1963). B. Makherjt y L. Afte, Can. J. Chem. 43, 252 (1964). Miday, Phys. Rev. 121, 1471 (1961). V. E. Noshkin y T. T. Sugihara, Comunicaciones privadas (1954). V. B. Yoshkin y T. T. Sugihara, a publicarse en J. Inorg. Nucl. Chem., Vol. 20 (1965). J. Oreroff, USAEC Report AECD 2973 (1949). M. A. Perfilov, Compt. Rend. Acad. Sci. USSR, 28, 5 (1940). N. T. Forile y N. Sugeraan, Phys. Rev. 107, 1610 (1957). Gon correcciones! Phys. Rev. 111, 1747 (1958). W. E. Stein, Phys. Rev. 103, 94 (1957). W. B. Stein y B. L. Whestone, Phys. Rev. 110, 877 (1958). B. Segre y C. Wiegand, Phys. Rev. 70, 808 (1945). ---Page Break--- 44 N. Sugarman, K. Canpos y K. Wielups, Phys. Rev. 91, 338 (1956). A. G. Wahl, R. L. Ferguson, D. R. Nothaway, D. E. Troutner y K. Wolfeberg, Phys. Rev. 126, 1112 (1982). ---Page Break--- APÉNDICE 1 ---Page Break---

TEORÍA ESTADÍSTICA DE LA PISTÓN NUCLEAR Fong (P1) Frollé en el calentamiento mecánico estadístico de la fisión nuclear, enfocando su atención sobre el modelo en el momento crítico. Partición en dos fragmentos, según su argumento es posible que se establezca un equilibrio instantáneo en cualquier momento antes de la fisión. Si esto es verdad, las cantidades

estadísticas cruciales sobre las densidades relativas de los estados cuánticos de la configuración nuclear, correspondientes a 4 diferentes modos de fisión en el momento que se establece el equilibrio estático, presumiblemente constantes ante la fuente, la densidad de los niveles de excitación, se toma del modelo estadístico general del núcleo: $W(g) = C * m^2 * aE$, donde Y son funciones del número de masa y E es la energía excitante. A grandes energías de excitación corresponden grandes densidades los niveles cuánticos y por lo tanto probabilidades relativas altas. Conociendo las masas de los fragmentos de fisión primarios y la masa del sistema inicial, se puede calcular la energía F liberada en el proceso de fisión, usando la fórmula siguiente: $F(e, y) = m(y, 2) = M(A, 2)$ donde $M'(A, 2)$ es la masa del núcleo compuesto, excitado, y $M(A, y)$ son las masas de los fragmentos de fisión primarios en su estado ---Page Break--- a la suma de A_y y A_z es A_y . La suma de 2 y 2 es 2 . Esta es la energía total liberada, excluyendo la energía producida por la desintegración beta de los productos de fisión primarios. La atención se enfoca sobre la energía de excitación de los fragmentos de fisión en el momento crítico, haciendo una analogía con dos núcleos deformados y puestos en contacto. Entre los dos fragmentos existe una energía de Coulomb mutua, C . Cada fragmento posee una determinada energía de deformación. De acuerdo con el modelo de la gota líquida, un núcleo deformado posee una energía de superficie mayor que la de un núcleo esférico y la diferencia neta de energía se denomina energía de deformación. Denotaremos la energía de deformación por D_y (para el fragmento liviano) y D_p (para el fragmento pesado). $D_y + D_p = D^\circ$ La energía potencial estará dada por: $P = E + E_c$ donde E es la energía disponible para la excitación interna y para el movimiento del centro de gravedad del sistema y de los fragmentos en el momento crítico. La energía de excitación interna total de ambos fragmentos se denota por E_y y la energía de translación por K :

PaPtorc+DsEsK oy Gon el objeto de calcular la energía de Coulomb mutua y las energías de deformación, es necesario conocer el modo o la forma de la deformación de cada fragmento y sus posiciones relativas. No se puede suponer una manera única de deformación para todos los fragmentos. Muchas maneras de deformación son posibles, lo mismo como muchos grupos de valores C , D_y y D_p . De acuerdo con la suposición estática, cada configuración de deformación tendrá una probabilidad proporcional a la densidad de los estados cuánticos. De este modo se obtienen las distribuciones de probabilidad para C_c , D_y y D_z . La manera de deformación más general de una gota líquida se puede expresar por una expansión en serie del radio vector en polinomios de Legendre: $F(\theta) = 1 + a_1 P_1(\cos \theta) + a_2 P_2(\cos \theta) + \dots$ Para simplificar se escoge el

término en P , ya que corresponde aproximadamente a una configuración ovalada para los fragmentos resultante: la partición del núcleo compuesto, el cual habría tomado al final la forma de dos peras en contacto por su parte más angosta. La energía de Coulomb puede describirse por: $F = (k * (q_1 * q_2)) / r^2 = 0.951 * (853) * (B_g + ODSTE RQ) * (\sigma * (x^2) + (x^{10}))$ (conflicto de deformación). La derivación de F es dada por Fong (PI). De acuerdo con Present y Raipp (PL), Fong calcula D y luego el P en términos de 051 y de 999. Hay un potencial $P(\%,\%32)$ para cada división de masa y carga. Fong documenta, en la sección V de la referencia (FL), que la configuración de deformación de energía potencial mínima y, por lo tanto, de máxima energía de excitación interna, es la que tiene mayor probabilidad de manifestarse. $P(31,\%32)$ se pueden obtener los valores más probables de C y D para una determinada división de masa y carga. La teoría de Fong favorece la fisión asimétrica, ya que el término con la máxima si los dos fragmentos fuesen iguales. La energía cinética total de los fragmentos será: $K = K_c + k(\theta)$ y la distribución de C dará como resultado una distribución en K . DISTRIBUCIÓN DE LA

ENERGIA DE COULOMB a distribución final de la energía cinética de los fragmentos de fusión se obtiene después de deducir la distribución C y añadiéndole el término K_y , despreciable por lo pequeño ($K < 1\%$ de C). Después de hacer ciertas conexiones para tener en cuenta solamente la configuración más probable, se tiene la siguiente distribución, aproximadamente Gaussiana: NECA Ay. 22) © Ox - C6 ao) donde: $t_n 60/8091$) e $1? vey cay i [coy m,) z Tre 2 ae a 2+ Gta$) ' | donde @ indica que los valores se toman para la configuración más probable. ---Page Break --- so POS 1432) = C69 1.% 3) + DyCngy) + Dyo32) Para calcular G_y es necesario conocer 5, y_p para la configuración más probable, según Fong, se tiene una energía potencial afín, que: Mínimo P : $LB = 0$ et $1 Fou (1=0.9316051) + y_p (LH0.9314@ 39) o oF a nyo + o.ruae2, 0.20605 ,087$ crítica y de superficie para el frágil fragmento $BE = 0.016 A/Samv Hf = 0.000627 22/44? amy ae + rnpet__ O90 oat - 2 Fy 0.93169,,) + 2, 000.9510, Yny9 (0.714980 -0.70518,, = 0 SP -22267(0.9314 r02) 2" Gj, s0531uN,,) # £5, 07BTee,g) + 2959 (0.71434%-0.205182,) = 0$ Escribiendo en forma abreviada: ' a Hh-o- ty 31 1 (@ * e054 daq9)" 2 (b + 0051 + dayp)* A Tayo b 4 6%, + am = 0 + 2ayy 8400 + cay, 4 da)? = "su * 05) 4 4950)" = TEE ---Page Break --- 3L 2.82 ayy + emp + 850)? = SL 32 1 * 832)" * Fe "of ~ 22 eri a ice) te@a tea)? 9520 8 ay * Ary) op fe)?.,—a, Rta le £2 gl 2£p(e 2 + a) 7 % % 3g a 832 * MMgg FBR FORO resolviendo la ecuación cúbica y escogiendo la raíz real tenemos f, 2 o. 72 4 on Gono eseaple el valor para Bal"? deasy = 3.9 ya3y = 1.82. ---Page Break --- APENDICE IT 32 ---Page Break --- MATERIAL FISIONABLE. bn FIG. | ~ DIAGRAMA ESQUEMATICO DEL SISTEMA DE IRRADIACION ---Page Break --- LAMINA DE TUNGSTENO MATERIAL PLASTICO XI J—MoLve DE vionio FIG. 2- DIAGRAMA ESQUEMATICO DEL ANODO USADO. ---Page Break --- 270V de. aka @ g 280 mo. FUENTE DE VOLTAJE geua exectRoLirica VOLTIOS ae pt FIG.3-SISTEMA UTILIZADO EN LA ELECTROLISIS, ---Page Break --- 270 vee sea cei + Ly

evectnotiricn FUENTE 0€ voLTAVE — VOLTIOS 4c, Pt FIG.3 -SISTEMA UTILIZADO EN LA ELECTROLISIS. ---Page Break--- [VELOCIDAD DE CONTEO (e/min) oe 36 4a e072 aa be 1082s 'TIEMPO (s) FIG. 4-CURVAS DE DESINTEGRACION DEL W""EXTRAIDO POR ELECTROLISIS. ---Page Break--- a "SISITO¥19373 YOd SOAIWYLX3 SAYOSIdS3 3d NOIOVUEMVD-S "914 (oH) ODIGONY arVLIOA 94 gy" gg ge 10 48 s3iava — --- SoolMLaMIAVED SodoLINM — © NOIDVAULDY Mod SiSIIVNY — 8 wosads3 e 9 wort) z (---Page Break--- 38 Resl000 PF + PRODUCTOS DE FISION IMP IMPUREZAS Port: PORTADORES (we: Ciauioo mAoRE [ABS, © ABSORBEDOR DE TUNGSTENO PE: PROCESO ELECTROLÍTICO or. Oe RETENCION cares FIG.6-ESQUEMA DEL PROCEDIMIENTO QUIMICO. ---Page Break--- VELOCIDAD DE CONTEO (e/min) o 10 39 0 (mev) 25iMev) 480 60 70 80 90 'CANAL NÚMERO FIG.7- ESPECTRO GAMA DEL sr! ---Page Break--- VELOCIDAD DE CONTEO (c/min) & sumer) s40mtev) 20lmev) seiMevd '0

2 "340 50—«60 70 80 80 100" CANAL NÚMERO FIG. 8 -ESPECTRO GAMA DEL Ba!*?, ---Page
Break--- VELOCIDAD DE CONTEO (¢/min) Ca ° a THs 105 m6 — 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100
TIEMPO (horas) FIG.9~MEDIDA DE LA DESINTEGRACION BETA PARA EL ESTRONCIO-91.
---Page Break--- on: 730 NOIOVYORINISI 30 SVAUND-O1 914 VELOCIDAD DE CONTEO (¢/min)
wo trys we rey we tert uw Syed wt 'pity worry Me tl j 1 / y fi p i i ---Page Break--- 480857080
8010310 CANAL NÚMERO FIG. II ESPECTROS GAMA DEL Ba!*°. 20 0 ---Page Break---
FRECUENCIA RELATIVA oy o7 ost ost. o2b al S67 8810 ESPESOR(mg/cm²) FIG. 12-
DETERMINACION PRELIMINAR DE LA DISTRIBUCION DE ALCANCE PARA Ba!40 ---Page
Break--- ACTIVIDAD (UNIDADES RELATIVAS) 2 o 6s 7 8 2 ESPESOR (mg/cm²)
FIG.I3-DETERMINACION FINAL DE LA DISTRIBUCION DE ALCANCE PARA Ba!40 ---Page
Break--- FRECUENCIA RELATIVA ° cry '+= CALCULADO SEGÚN MILTON @ FRASER
'0~CALCULADO DE 108 DATOS EXPERIMENTALES DE ALCANCE' 1 a 4 7% 8 8590
8510010810115 te 125 ENERGIA CINETICA (MeV) FIG.14~DISTRIBUCION DE ENERGIA
CINETICA PARA LOS FRAGMENTOS ESTUDIADOS 1 s 390 30, 6 ---Page Break--- ron fo vee 2 +
CvfyZ) 901 Sh / (vjiz) Pet 90-_£0- — e0- 60- > 907 30

OOlsvy9-SI'9I4 on : oe 'owausonn be 4 60) ---Page Break--- FRECUENCIA x 10^7! 203 4s 6 7 8 9
Ot ESPESOR (mg/em²) FIG. 16-ALCANCE INTEGRADO PARA BARIO-140. 68 ---Page Break---