



# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

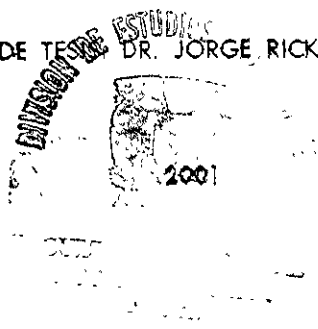
DETECCION DE TRAZAS NUCLEARES DE IONES DE  
CARBONO DE LR115

297630

**T E S I S**  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:  
**F I S I C A**  
P R E S E N T A :  
**NORMA YANET SANCHEZ TORRES**



DIRECTOR DE TESIS DE ESTUDIOS  
DR. JORGE RICKARDS CAMPBELL





Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



VERDAD NACIONAL  
AVENIDA DE  
MEXICO

**M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA**  
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la  
Facultad de Ciencias  
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:  
"Detección de trazas nucleares de iones de Carbono de LR115"

realizado por SANCHEZ TORRES NORMA YANET

con número de cuenta 9455795-6 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

DR. JORGE RICKARDS CAMPBELL

*Jorge Rickards Campbell*

Propietario

M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ

*Alicia Zarzosa Perez*

Propietario

DR. FERMIN CASTILLO MEJIA

*Fermin Castillo Mejia*

Suplente

DR. LUIS RODRIGUEZ FERNANDEZ

*Luis Rodriguez Fernandez*

Suplente

DR. GUILLERMO ESPINOSA GARCIA

*Guillermo Espinosa Garcia*

Consejo Departamental de Física

*Patricia Goldstein Menache*

DR. PATRICIA GOLDSTEIN-MENACHE,  
Coordinadora de Licenciatura

*A mi padre† .*

*Porque a pesar de que no estás, quisiera compartir contigo este trabajo.*

## *Agradecimientos.*

A mi director de tesis, **Dr. Jorge Rickards Campbell**, por la dirección de esta tesis, por su gran paciencia y por enseñarme a ver lo bonito que es la Física.

A mis sinodales:

**M. C. Alicia Zarzosa**

**Dr. Fermín Castillo**

**Dr. Luis Rodríguez.**

**Dr. Guillermo Espinosa.**

Por la revisión, sugerencias y comentarios que me dieron a este trabajo.

A **Karim López Guzmán**, por las explicaciones sobre el funcionamiento de la cámara de Retrodispersión de Rutherford del Pelletron del IFUNAM.

A **José Ignacio Golzarri**, por dedicarme tiempo para enseñarme el manejo del equipo y por los comentarios y sugerencias en el desarrollo experimental de este trabajo.

Al proyecto “**Aplicaciones de la Dosimetría**” del IFUNAM, del cual es responsable el **Dr. Guillermo Espinosa**, por el apoyo de sus facilidades de lectura, laboratorio de grabado y suministro del LR115

Quiero agradecer también:

A mi **madre**, porque gracias a su apoyo logré dar un paso más en mi vida.

A mis hermanos, **Pepe, Migue y Vic**, porque han sido una parte fundamental a lo largo del camino.

A **Janvier** por haber decidido avanzar en mi camino y por su paciencia y apoyo que siempre me ha dado...

A popones **Bere y Javier**, por traer, darme y compartir conmigo a una persona tan maravillosa y latosa.

A mis amigas **Irma, Carmen, Yasareth y Elena**, quienes compartieron conmigo una etapa importante de mi vida.

A mis compañeros de la facultad, **Elizabeth, Tania, Marco, David, Pedro, Fer, Orlandos, Alejandro, Armando, Noé, Walter y Carlos**, con los cuales estudié, aprendí y compartí tantas cosas a lo largo de la carrera.

# CONTENIDO

Introducción.....	3
-------------------	---

## CAPÍTULO I

Generalidades.....	6
1.1 La ionización.....	6
1.2 El flujo y la afluencia.....	7
1.3 Poder de frenado.....	8
1.3.1 Frenado electrónico.....	10
1.4 Alcance.....	13
1.5 Sección eficaz.....	14
1.6 Retrodispersión de Rutherford.....	16
1.6.1 Factor cinemático $k$ .....	19

## CAPÍTULO II

Un poco sobre Polímeros.....	20
2.1 Celulosa.....	21
2.2 Nitrato de Celulosa (LR115).....	21
2.2.1 Tipos comerciales del nitrato de celulosa.....	22
2.2.2 Composición química.....	23
2.2.3 Propiedades.....	24

## CAPÍTULO III

Trazas Nucleares.....	25
3.1 Formación de la traza.....	26
3.1.1 Grabado.....	28
3.2 Lectura.....	29

## CAPÍTULO IV

Modelo de evolución de la traza (según Somogyi).....	30
4.1 Condiciones para la formación de la traza.....	32

## **CAPITULO V**

Dispositivo experimental.

5.1 El acelerador Pelletron del IFUNAM.....	35
5.2 Fuente de iones SNICS.....	36
5.3 Sistema de carga.....	37
5.4 Cámara de Retrodispersión.....	40

## **CAPÍTULO VI**

Desarrollo experimental.....	43
6.1 Grabado.....	45
6.2 Lectura y conteo de trazas.....	48

## **CAPÍTULO VII**

Resultados.....	50
7.1 Cálculos del TRIM.....	53

## **CAPÍTULO VIII**

Análisis de resultados.....	57
8.1 Análisis de errores.....	65
8.1.1. Incertidumbres de grabado.....	65
8.1.2. Incertidumbres de Lectura.....	66

## **CAPÍTULO IX**

Conclusiones.....	67
APÉNDICE A.....	69
APÉNDICE B.....	78
APÉNDICE C.....	81
BIBLIOGRAFÍA.....	82



# INTRODUCCIÓN

La importancia de las trazas nucleares a lo largo de los años ha tenido un cambio constante, desde sus orígenes (1958), empezando con Young, quien identificó y estudió las trazas en cristales. El estudio en los siguientes años continuó con Silk y Barnes, quienes investigaron trazas en micas. Y en años posteriores, se realizaron experimentos en minerales, vidrios y hasta polímeros [1, 2, 3].

Su estudio abrió el campo de investigación en varias áreas como es el caso de la Dosimetría, cuantificar radón; la Geocronología, la búsqueda de monopolos magnéticos, la Astronomía, la Física Nuclear, la Medicina, etc. Todas estas investigaciones han llevado a la presentación de diversos artículos que plasman la importancia de las trazas nucleares.

El empleo de polímeros como detectores, también ha sido muy importante. Un ejemplo de éstos es el CR39 que se descubrió a la década de los 80 (material usado en la fabricación de lentes [2, 4]). Es un detector de partículas alfa (iones de helio) con muy amplia respuesta a la energía entre los 3 y 13 MeV, usado en la dosimetría.

Otro de los polímeros es el LR115 el cual es empleado en esta tesis (capítulo I), que también se ha usado como detector de partículas alfa [5, 3, 6, 7, 8, 9], protones,  $^{12}\text{C}$ ,  $^1\text{H}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  [1].

Para estudiar la detección de las partículas nucleares, se requiere entender la interacción de estas partículas con el material. La naturaleza de las interacciones con la materia varía entre los distintos tipos de radiación, por lo que la formación de las

trazas involucra la interacción tanto de las radiaciones primarias como de las secundarias.

Aún no se conoce en detalle el mecanismo de la formación de las trazas. Se ha tratado de establecer los mecanismos mediante fenómenos físicos, explicando la formación de la traza por el poder de frenado que sufre la partícula al entrar al material, es decir mediante la pérdida de energía en el transcurso de su trayectoria; también se ha encontrado en distintos trabajos el mecanismo de evolución de la traza a lo largo del proceso de grabado relacionando el diámetro de la misma con la energía de incidencia de la partícula [10], y la teoría sobre la ruptura de las largas cadenas que componen el polímero.

El estudio con iones de carbono que viajan a altas velocidades [11] comenzó a realizarse en el Instituto de Física de la U.N.A.M. con el CR39 [12, 13, 14], con energías de 1.5 MeV a 12 MeV. El LR115 no se había analizado con esas energías en este Instituto, a pesar de que se bombardearon el mismo día que los detectores CR39.

El objetivo de esta tesis es primeramente, describir las condiciones del bombardeo que dio lugar a las trazas latentes formadas en el LR115 al haber sido bombardeado con iones de  $^{12}\text{C}$ . Se utiliza el modelo de Somogyi [10], el cual explica el proceso de grabado químico, para obtener información sobre la interacción partícula-material, relacionando los parámetros medibles en las trazas formadas (diámetros, velocidad de grabado, etc), con los parámetros de las partículas que les dieron origen.

Se usa el polímero LR 115 (Capítulo II, sección 2.1) como detector de trazas de iones de  $^{12}\text{C}$  en un intervalo de energía que va de 1.5 MeV a 12 MeV. Estos detectores se bombardearon en el Acelerador Pelletron empleando los iones retrodispersados por una película delgada de oro sobre un sustrato de carbono (debido a que la incidencia directa del haz la afluencia es muy grande, y esto puede ocasionar la perforación del material). Con la ayuda de un dispositivo construido especialmente (Capítulo V, sección 5.4), se logra que los iones de carbono incidan perpendicularmente en el material y con la misma energía.

Posteriormente los plásticos se desgastan químicamente (Capítulo III) para poder observar las trazas en un microscopio óptico. El análisis consiste inicialmente en establecer la relación que existe entre la energía de retroceso y los diámetros de las trazas. Siguiendo la teoría de Somogyi (Capítulo IV) se establece la relación de cociente de velocidades de grabado ( $V_B/V_T=V$ ) al graficar el diámetro experimental de las trazas en función de la superficie removida (Capítulo VII). Esta se obtiene mediante un ajuste por mínimos cuadrados a la ecuación A18 (apéndice A), y del cálculo de los alcances mediante el empleo del TRIM [15]. Para facilitar los cálculos se presenta un programa de computadora (en Basic, apéndice B) que calcula el cociente de velocidades y posteriormente nos proporciona los diámetros correspondientes a la  $V$ . Con ese programa se grafica el diámetro teórico en función de la superficie removida y se compara con la gráfica experimental. Finalmente se da una explicación de la relación que existe con la energía perdida y el cociente de velocidades.

# CAPÍTULO I

## Generalidades.

### 1.1 La ionización.

Los iones positivos son átomos que por alguna razón han perdido uno o más electrones, es decir llevan una carga neta positiva. Tienen la estructura típica de átomos: núcleo con sus electrones. Sólo los átomos totalmente ionizados (sin electrones), pueden considerarse como puntos con carga positiva. Por ejemplo los protones (hidrógeno ionizado), deuterones (deuterio ionizado) y las partículas  $\alpha$  (helio doblemente ionizado), entre otros [11].

Cuando un ion entra en la materia con una cierta velocidad, puede ir intercambiando electrones con el medio. Por ejemplo, un ion de helio de alta velocidad pasa del estado  $\text{He}^{2+}$  (doblemente ionizado o partícula  $\alpha$ ) al  $\text{He}^+$  y luego al  $\text{He}^0$  al irse frenando y recogiendo electrones. El intercambio de electrones es más factible cuando la velocidad del ion es del orden de la velocidad de los electrones en el material [11].

Cuando partículas cargadas se mueve en el interior de la materia, primeramente interactúan con muchos electrones de manera simultánea, los cuales, debido a la fuerza coulombiana, experimentan un impulso cuando las partículas cargadas pasan cerca de ellos, y, dependiendo de la proximidad, ese impulso puede ser suficiente para que un electrón se eleve a una capa superior del átomo, dejándolo en un estado *excitado*; o puede suceder que el electrón se remueva por completo del átomo, lo que se llama *ionización* [16].

A veces estos electrones que son removidos, reciben suficiente energía que pueden remover electrones a su paso, conocida como *ionización secundaria*. [11].

## 1.2 El flujo y la afluencia.

La densidad de flujo de proyectiles  $\phi$  [proyectiles/cm<sup>2</sup>s] se define como el número de ellos que pasa por un área unitaria en un lapso determinado de tiempo. Si el haz de radiaciones es paralelo, resulta ser  $\phi=n_1v_1$ , siendo  $n_1$  la densidad espacial de proyectiles en el haz [proyectiles/cm<sup>3</sup>] y  $v_1$  su velocidad [cm/s]. En la figura 1.1 se observa el área  $S$  que es perpendicular a la dirección de movimiento de los proyectiles.

Considerando el volumen indicado por líneas de puntos, la profundidad (en la dirección en que incide el haz) del volumen se toma como  $v_1t$ , siendo  $t$  un intervalo de tiempo. Entonces cada partícula que inicialmente se encuentra dentro del volumen  $Sv_1t$  cruzará el área  $S$  dentro del lapso  $t$ . Como hay  $n_1$  proyectiles por unidad de volumen, el número total de proyectiles que cruzan  $S$  resulta  $Sv_1tn_1$ . La densidad de flujo, siendo el número que cruza por unidad de área y por unidad de tiempo, se obtiene dividiendo entre  $S$  y  $t$ , quedando  $\phi=n_1v_1$  [11].

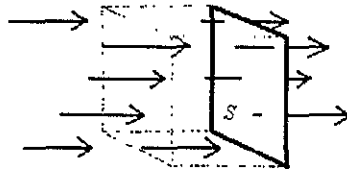


Fig. 1.1. Definición de densidad de flujo por una superficie  $S$  [11].

La afluencia  $\Phi$ , [proyectiles/cm<sup>2</sup>] es la densidad de flujo  $\phi$  integrada sobre el tiempo que dura la exposición, o sea el número total de proyectiles que llega al blanco por unidad de área, durante el experimento:

$$\Phi = \int \phi(t) dt \quad (1.1)$$

En el caso que se pueda considerar que la densidad de flujo es constante en el tiempo, entonces la afluencia es simplemente el producto  $\phi t$ . En los casos en que los proyectiles son partículas cargadas, el flujo constituye una corriente eléctrica, y la densidad de flujo equivale a una densidad de corriente eléctrica. La carga total se obtiene integrando la corriente sobre el tiempo de exposición:

$$Q = \int i(t) dt \quad (1.2)$$

Si la corriente fuera constante, la carga sería simplemente  $Q=it$ . Para calcular la densidad de flujo en [proyectiles/cm<sup>2</sup>s] a partir de la corriente, es necesario dividir la corriente entre el área expuesta del blanco en [cm<sup>2</sup>]. Esta área generalmente la define un colimador que se coloca frente al blanco [11].

### ***1.3 Poder de frenado.***

Los iones al entrar a un material, experimentan un frenado gradual debido a las múltiples interacciones con los electrones y núcleos. La interacción con los electrones produce excitación e ionización del material y resulta en el ***frenado electrónico*** del ion. La interacción con los átomos completos da lugar al llamado ***frenado nuclear***, y produce desplazamientos de los átomos completos, y por lo tanto

daños estructurales. Al avanzar el proyectil (con carga eléctrica) dentro del material, va perdiendo energía cinética gradualmente debido a interacciones con el gran número de partículas cargadas que va encontrando, principalmente electrones. Esto provoca un frenado gradual del proyectil, que va depositando su energía a lo largo de su trayectoria, hasta que se frena totalmente [11].

El poder de frenado se puede comprender mejor si observamos la figura 1.2, en donde se tiene representado una partícula con energía inicial  $E_1$ , que atraviesa un blanco de espesor  $\Delta x$ . Como ya se mencionó en el párrafo anterior, la partícula pierde energía  $\Delta E_1$  al atravesar el blanco, de tal forma que la energía con la que sale la partícula es  $E_1 - \Delta E_1$ . Si hacemos tender  $\Delta x$  a cero, el poder de frenado  $-\Delta E_1/\Delta x$  se puede expresar como una derivada. Finalmente el poder de frenado se define como  $-dE_1/dx$  energía perdida por unidad de longitud [3,6,24,25]; las unidades son [MeV/cm] [11, 16].

El poder de frenado total es la suma del poder de frenado electrónico y el poder de frenado nuclear; se expresa de la siguiente manera:

$$\left(\frac{dE_1}{dx}\right)_t = \left(\frac{dE_1}{dx}\right)_e + \left(\frac{dE_1}{dx}\right)_n \quad (1.3)$$

que es función de la energía  $E_1$  (energía inicial) y de los números atómicos del proyectil y del blanco.

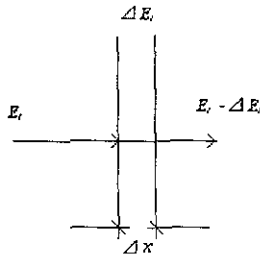


Figura 1.2 Representa el frenado de un proyectil al atravesar un blanco[16].

### 1.3.1 Frenado electrónico.

El frenado electrónico, que se debe a la interacción del proyectil con los electrones del material, produce en él ionización y excitación atómica. Se caracteriza porque las trayectorias de los proyectiles son esencialmente rectas, ya que las colisiones con electrones de masa pequeña no alcanzan a desviar el proyectil sensiblemente. Debido a la diferencia de masas entre ion y electrón, la transferencia de energía en cada colisión es pequeña, de modo que se requiere un gran número de colisiones para producir el frenado[11].

Se pueden identificar cuatro regiones, según la energía del proyectil (figura 1.3). En la región I, de baja velocidad, se observa un crecimiento aproximadamente lineal del frenado con la velocidad del proyectil. En la región II, la velocidad del ion es comparable con la de los electrones y corresponde a la de mayor transferencia de momento en la colisión con electrones, por lo cual, en esta región el frenamiento tiene sus valores máximos. En la región III la velocidad del ion es mucho mayor que la velocidad orbital de los electrones en el material, y el poder de frenado muestra un comportamiento  $1/v^2$ . En la región IV la velocidad del proyectil es tan elevada que se requiere un tratamiento relativista para describir el aumento gradual del poder de frenado con la energía.



En la región I, la velocidad del proyectil es mucho menor que la velocidad de los electrones. Una definición aproximada es  $v_1 \ll Z_1 v_0$ , tomando como referencia la velocidad de Bohr,  $v_0 = 2\pi e^2 / h = 2.19 \times 10^8 \text{ cm/s}$ . Se relaciona con la velocidad orbital del primer electrón en el átomo de Bohr, y con  $h$  la constante de Planck. Se ha encontrado experimentalmente, que en este intervalo el poder de frenado electrónico es proporcional a la velocidad del proyectil, y se han desarrollado varias teorías que predicen tal comportamiento a partir de distintos modelos entre los que se encuentran el de Lindhard y de Firsov. Ambos establecen expresiones sobre el poder de frenado electrónico.

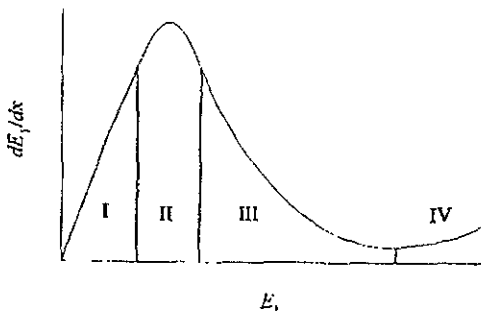


Figura 1.3. Muestra el comportamiento del poder de frenado electrónico para distintas energías del proyectil.

En la región III llamada de alta energía, existen varias teorías que describen con éxito los hechos observados, entre las que se encuentran las siguientes [11]:

#### **a) Teoría de Bohr.**

Se basa en la transferencia de energía del proyectil a los electrones individuales del material. Bohr calcula clásicamente la energía que es cedida por el proyectil a un solo electrón del medio, y posteriormente se aplica a todos los electrones que encuentra el proyectil al recorrer una distancia  $dx$ ; es decir la mínima

energía transferible al electrón en esta teoría es su energía de ionización promediada sobre todos los electrones del átomo del blanco. Entonces tenemos que:

$$\left( \frac{-dE_1}{dx} \right)_e = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} n_2 B \quad (1.4)$$

donde

$m_e$  = la masa del electrón

$v_1$  = velocidad del proyectil

$n_2$  = densidad atómica del blanco

$B$  = número de frenado definido como  $B = \frac{Z_2}{2} \ln \left( \frac{2m_e v_1^2}{\langle I \rangle} \right)$

$\langle I \rangle$  = energía promedio de ionización.

### ***b) La teoría de Bethe.***

Esta teoría es cuántica. Considera interacciones del proyectil con un átomo formado por osciladores armónicos, y resuelve el problema usando teoría de perturbaciones dependiendo del tiempo. Obtiene la misma ecuación que Bohr (1.10), sólo que el número de frenado  $B$  se define como:

$$B = Z_2 \ln \left( \frac{2m_e v_1^2}{I} \right) \quad (1.5)$$

### c) *Teoría de Lindhard.*

Lindhard considera el blanco como un plasma de electrones (gas de Fermi), donde el proyectil provoca polarización dinámica y plasmones (oscilaciones cuantizadas del plasma).

En la región IV, Bethe propone la siguiente modificación para el número de frenado:

$$B = Z_2 \left[ \ln \left( \frac{2m_e v_1^2}{\langle I \rangle} \right) - \ln(1 - \beta_1^2) - \beta_1^2 \right] \quad (1.6)$$

con  $\beta_1 = v_1/c$ , dando lugar a un incremento gradual del poder de frenado, al aumentar la energía de bombardeo [11].

#### 1.4. *Alcance.*

Todas las partículas cargadas de una energía dada viajan aproximadamente la misma distancia antes de ser paradas. Cuando la partícula incidente no es ya capaz de producir ionización alguna, ha alcanzado el final de su trayecto en el medio frenante considerado; la partícula se habrá convertido entonces en un átomo neutro [17].

El alcance lineal ( $R_L$ ) figura 1.4, se define como la distancia total recorrida sobre la trayectoria desde que incide hasta que se detiene. Este concepto depende de la energía ( $E_0$ ), ya que a mayor energía mayor alcance lineal [11]. Su relación con el poder de frenado es la siguiente:

$$R_L(E_0) = \int \left( -\frac{dE_1}{dx} \right)^{-1} dE_1 \quad (1.7)$$

El alcance proyectado ( $R_p$ ) es la proyección del alcance lineal en la dirección del ion incidente (profundidad a la que el ion se detiene en el material)[8].

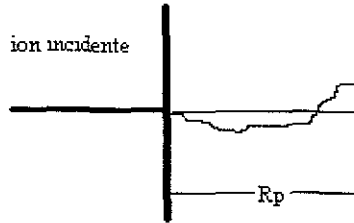


Figura 1.4. Trayectoria de un ion pesado en un material. [11, 12].

### 1.5 La sección eficaz.

Hablar de secciones es pensar en probabilidades. Considérese un experimento de dispersión de partículas, como el indicado en la figura 1.5.a. El blanco es delgado y su densidad areal de centros dispersores es  $n_\alpha$ . El detector abarca un ángulo sólido  $\Omega$ , y está colocado con su centro a un ángulo  $\theta_1$  (ángulo de laboratorio) respecto a la dirección del haz incidente. En un tiempo dado, un número (generalmente muy grande) de proyectiles  $N_{inc}$  bombardea al blanco. De éstos,  $N_{disp}$  son dispersados hacia el detector. Entonces, la relación  $N_{disp}/N_{inc}$  es proporcional al ángulo sólido  $\Omega$ , a la densidad areal del blanco, y a una cantidad  $\sigma(\theta_1)$  que representa la probabilidad de que cada centro dispersor produzca una dispersión en la dirección  $\theta_1$ . A esta cantidad se le llama sección diferencial [16].

$$\frac{N_{disp}}{N_{inc}} = \sigma(\theta_i) n_\alpha \Omega \quad (1.8)$$

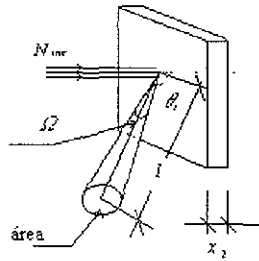


Figura. 1.5.a. Definición de la sección diferencial [11,16].

1

En ocasiones se utiliza también la notación  $d\sigma/d\Omega$  para la sección diferencial [11]. La sección diferencial es una característica propia de cada tipo de proceso. Depende de  $\theta_i$  el ángulo suplementario al cual se coloca el detector con respecto al haz incidente. Lo que implica que si el detector se coloca en otra dirección, la probabilidad de dispersión (la sección diferencial) puede ser otra. También depende del tipo de proyectil y la energía de los proyectiles, el sistema de referencia empleado, las características del centro dispersor diferente para cada material, etc. No depende de la corriente o densidad de corriente del haz, ni de la forma física o química del blanco, ni del tamaño del detector. La unidad de sección más usada es el barn [b]:  $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$  [11].

La definición de sección diferencial se presentó suponiendo que el fenómeno era de dispersión, pero puede haber otros fenómenos, como reacción nuclear o ionización [11].

## 1.6 Retrodispersión de Rutherford.

Esta técnica de análisis debe su nombre a las investigaciones hechas por Ernest Rutherford en 1917. Un experimento de retrodispersión de Rutherford, RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy), es un caso particular de un experimento de dispersión. Consiste en estudiar las partículas, que son dispersadas por el blanco a un ángulo mayor que  $90^\circ$ , respecto a la dirección de incidencia del haz. También se le conoce con el nombre de retrodispersión de iones [12, 13, 14, 18].

En el experimento de Rutherford se coloca la partícula blanco fija en el origen de un sistema de referencia. La dirección de las partículas incidentes es paralela a uno de los ejes (supongamos el eje  $x$ ), recordando que existe simetría alrededor de este eje para los eventos que nos interesan, ver figura 1.6 [18].

Se considera el movimiento de la partícula incidente en un campo de fuerzas centrales donde los cuerpos tienen cargas positivas y potencial Coulombiano que actúa es:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

siendo  $r$  la separación entre el proyectil (con carga  $Z_1 e$  y masa  $m_1$ ) y el blanco (con carga  $Z_2 e$  y masa  $m_2$ ). Como el tratamiento clásico de dispersión se trabaja en el sistema relativo, entonces el problema se reduce al de una sola partícula de masa reducida  $\mu$  en un campo central, siendo:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_2}{1 + A}$$

donde  $A = m_2/m_1$ . En este sistema la trayectoria del proyectil es una hipérbola como lo muestra la figura 1.6 para el caso repulsivo. El proyectil entra de la izquierda con velocidad  $v$ , en dirección  $x$ . El parámetro de impacto  $b$  se define como la distancia entre la trayectoria recta inicial del proyectil y del eje  $x$ . En cualquier instante la posición del proyectil está definido por su distancia  $r$  al origen y el ángulo polar  $\varphi$  [11].

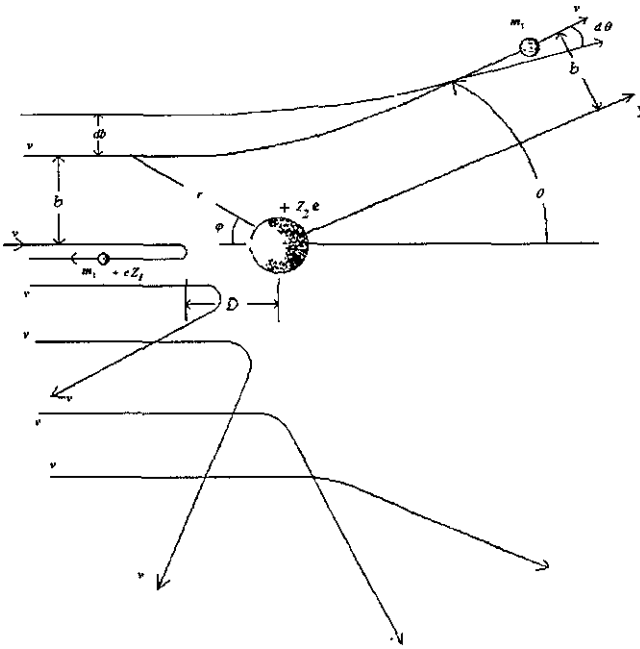


Figura 1.6. Representa las trayectorias seguidas en el modelo de retrodispersión de Rutherford, mostrando los parámetros  $b$  y  $D$  y el ángulo de dispersión  $\theta$

La fórmula de dispersión de Rutherford, se expresa generalmente en términos de una sección diferencial  $\sigma_{Ruth}(\theta)$  (ver sección 1.5). Esta fórmula de dispersión de Rutherford se deduce con mayor detalle en la referencia [11, 18] tomando en cuenta el sistema de referencia relativo (es decir, el blanco puesto en un origen de coordenadas), en este caso la dispersión de Rutherford se encuentra expresado en la ecuación 1.9.

$$\sigma_{Ruth} = \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{(4E_r)^2} \frac{1}{\text{sen}^4(\theta/2)} \quad (1.9)$$

donde

$E_r$  = energía en el sistema relativo.

Para el experimento se tiene que adecuar esta fórmula obtenida al sistema de referencia del laboratorio, haciendo el procedimiento de cambio de sistema de referencia [11], se obtiene la ecuación 1.11 [19], que corresponde a la fórmula de dispersión de Rutherford en el sistema de laboratorio.

$$\sigma_{Ruth} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_1} \right)^2 \frac{1}{A} \frac{(A \cos \theta_1 + \sqrt{A^2 - \text{sen}^2 \theta_1})^2}{\text{sen}^4 \theta_1 \sqrt{A^2 - \text{sen}^2 \theta_1}} \quad (1.11)$$

donde

$E_1$  = energía del proyectil antes de la dispersión.



### 1.5 Factor cinemático $k$

En el sistema de laboratorio, la energía  $E'$  de una partícula retrodispersada en la dirección  $\theta_1$ , puede obtenerse a partir de la energía incidente  $E_1$  y el factor cinemático de dispersión  $K_m$  representada por la ecuación 1.12[11].

$$E'_1(\theta_1) = K_m E_1 \quad (1.12)$$

donde

$$K_m = \left[ \frac{\cos \theta_1 \pm \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta_1}}{1 + A} \right]^2 \quad (1.12)$$

La ecuación 1.12 se obtiene de resolver el sistema de ecuaciones C.1, C.2 y C.3 (Apéndice C). Una deducción más detallada se encuentra en la referencia [20,21].

## CAPÍTULO II

### *Un poco sobre Polímeros.*

La ciencia de los polímeros comenzó en el año de 1920, a pesar de que ya se habían preparado polímeros desde 1839 y por lo tanto eran conocidos desde aquel tiempo.

En 1920 H Staudinger, de la Technische Hochschule, de Zurich; fue uno de los primeros en reconocer y apoyar la idea de que los polímeros, son moléculas grandes, cuyos enlaces primarios son enlaces covalentes. Tardaron 10 años antes de que las ideas de Staudinger fueran aceptadas en forma general. En 1953 se le otorgó el premio Nobel a Staudinger, por sus numerosas y muy importantes contribuciones a la ciencia de los polímeros.

La palabra Polímero proviene del griego poli, muchas; y meros, parte; es decir muchas partes [22]. Un polímero es un compuesto de elevado peso molecular, formado por combinación de unidades químicas más pequeñas y simples que se conocen como monómeros [23].

Algunos compuestos clasificados como polímeros son: la celulosa y el almidón, formadas por D-glucosa<sup>1</sup> como unidad monómera que se repite. La longitud de la cadena del polímero viene especificada por el número de unidades que se repiten en la cadena; esto es a lo que se le llama grado de polimerización abreviado como DP [24].

---

<sup>1</sup> La glucosa, cuya estructura química es  $C_6H_{12}O_6$ , es el azúcar más ampliamente distribuido en la naturaleza. Su configuración esta relacionada con el D(+)-gliceraldehído (una aldosa cuya forma es la más sencilla que puede existir) y por lo tanto se denomina D-glucosa.

## 2.1. Celulosa.

Es un polímero de la D-glucosa, que se encuentra formando las paredes celulares y da a las plantas la rigidez necesaria. El número de unidades de glucosa en la molécula de celulosa es muy grande y varía entre 3000 y 5000 unidades por molécula [25].

La celulosa, se encuentra en forma casi pura, en el algodón y otras plantas fibrosas (lino, etc). La composición química de la celulosa, corresponde a  $(C_6H_{10}O_5)_x$ , donde  $x$ , corresponde al número de repeticiones del monómeros. La representación estructural de la celulosa se observa en la figura 2.1

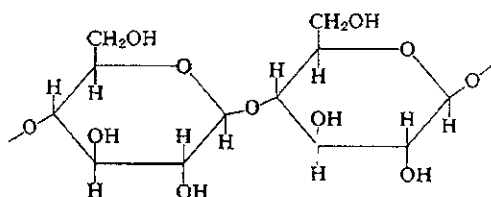


Figura 2.1. Representa la estructura química de la celulosa.

## 2.2 Nitrato de Celulosa (LR115)

El LR115, nitrato de celulosa [26, 27, 28], es el derivado más viejo de la celulosa. La primera preparación del nitrato de celulosa (o nitrocelulosa, como es comúnmente conocido en el comercio) fue hecho por Braconnot en 1833 y por Pelouze en 1838. Fue un producto inestable hecho por varias reacciones de materiales celulósicos, con concentrado de ácido nítrico [26].

Se le da el crédito a Schönbein por el descubrimiento del nitrato de celulosa (1846 [29, 30]) al usar una mezcla de ácido nítrico y ácido sulfúrico con celulosa. Schönbein estableció las condiciones para controlar la nitración; reconoció el uso del nitrato de celulosa como explosivo y llegó a conocerse el material como algodón de polvora (guncotton).

En 1870 el nitrato de celulosa fue comercializado por Hyatt [26], quien apreció el valor único del alcanfor como un plastificante de nitrato de celulosa y logró eliminar la contracción y deformación de artículos fabricados con nitrato de celulosa y en 1872 este material llegó a ser un éxito comercial ampliamente usado en películas cinematográficas [31].

El nitrato de celulosa encontró aplicación, como se mencionó antes, en la manufacturación de explosivos, películas fotográficas, fibras sintéticas; se empleó para dentaduras postizas, cuellos, puños y pecheras de camisas; luego para cortinas de ventanas, mangos de cepillo para pelo, etc [32, 33].

Una reciente aplicación de las películas de nitrato de celulosa es como detectores de neutrones y partículas cargadas [34].

### ***2.2.1 Tipos comerciales del nitrato de celulosa.***

Existen tres tipos comerciales del nitrato de celulosa, los cuales son producidos en los Estados Unidos; el primer tipo (RS\*), tiene un contenido de nitrógeno promedio de 12% (11.8-12.2%) y está disponible con un gran número de grados de viscosidad. Es completamente soluble en ésteres, acetonas, etc. Es

compatible con muchas resinas y es por mucho el más usado para la preparación de lacas [26].

El segundo tipo (AS) tiene un contenido de nitrógeno promedio de 11.5% (11.3-11.5%), es soluble a los mismos tipos de solventes que el primer tipo, pero también puede ser disuelto en sistemas de solventes los cuales contienen altas proporciones de alcoholes de bajo peso molecular [26].

El tercer tipo (SS\*) tiene un contenido promedio de nitrógeno de 11% (10.9-11.2%) es considerablemente más soluble en alcoholes que el tipo RS\* y es más termoplástico. Su más amplio uso es en tintas flexográficas, y en lacas para papel, láminas y otros sustratos flexibles [26].

### 2.2.2. Composición química.

La fórmula química del nitrato de celulosa es  $C_6H_7O_{11}N_3$  [27, 35, 36, 37], con una densidad de  $1.48 \text{ g/cm}^3$ . Su estructura química se presenta en la figura 2.2.

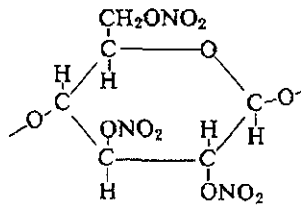


Figura 2.2. Se presenta el monómero que corresponde a la estructura química del nitrato de celulosa.

### ***2.2.3 Propiedades.***

Las propiedades que presenta son las siguientes:

- a) Es un sólido amorfo parecido al algodón de composición pulposa cuando está seco; de líquido a semisólido incoloro cuando está en solución, contiene de 10 a 14% de nitrógeno [36].
- b) Su densidad depende de su contenido de nitrógeno.
- c) Resulta altamente inestable ya que se inflama en forma espontánea a los 65°C, poco tóxico.
- d) No tiene punto de fusión [31].

Durante su proceso de degradación produce gases acídicos como el óxido nítrico que aceleran su descomposición hasta reducirla a polvo [26].

## CAPÍTULO III

### *Trazas Nucleares*

La traza es la huella (figura 2.3.1) que se forma por el paso de partículas nucleares y de iones pesados, creando una zona de daño intenso (en la escala atómica) [38, 39, 40, 41].

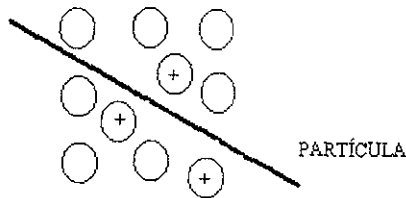


Figura 2.3.1. Representa muy esquemáticamente el paso de la partícula a través de un material, originando una zona cilíndrica dañada, llamada traza latente.

Se suele denominar como traza latente a la región dañada originalmente por el proyectil y el de la traza grabada a aquella que ha sido revelada químicamente para aumentar su tamaño hasta dimensiones que faciliten su observación [41].

En la detección de partículas nucleares por trazas existe una gran cantidad de trabajos que muestran la posibilidad de registrar trazas en una amplia variedad de materiales dieléctricos (minerales, vidrios naturales, materiales inorgánicos artificiales o hasta polímeros orgánicos). En conductores en general no se logra obtener trazas que permanezcan tiempos suficientemente grandes para observarse, porque principalmente la movilidad electrónica es tal que permite la recombinación

de los átomos con la correspondiente desaparición de la trayectoria dejada por la partícula.

En materiales aislantes, todos estos efectos en forma conjunta llevan a la creación de una región de daño de simetría cilíndrica a lo largo del eje de incidencia del proyectil. En este tipo de materiales una vez producido el daño, permanece prácticamente inalterada por tiempo indefinido, siempre y cuando no se le realicen tratamientos térmicos que modifiquen las alteraciones generadas por el proyectil.

Las trazas formadas involucran una gran cantidad de fenómenos que se deben tanto a la radiación incidente como al material detector. El proceso para su entendimiento, se divide en formación de la traza, grabado y lectura.

### ***3.1 Formación de la traza***

Hasta el momento existen distintas teorías, que tratan de explicar los fenómenos que dan origen a la formación de la traza; uno de ellos es la *ionización* (capítulo I, sección 1.1).

El estudio de las trazas ha ido más allá de la ionización primaria y las inquietudes han llevado a diversos autores al estudio de la formación de la traza ocasionada por la ionización secundaria (capítulo I, sección 1.1), como son los de Bean et al (1970), De Sorbo y Humphrey (1970), Katz (1968) [11, 42], Baum (1970) y Fain (1974); reportando daño hasta aproximadamente 200 Å del centro de la traza [14].



Otros autores dejan como parte importante en la formación de la traza, a la *pérdida de energía* (capítulo I, sección 1.3) como es el caso de Benton [14, 43, 44], quien considera que la pérdida de energía restringida (REL), es la razón de la pérdida de energía de las partículas bombardeadas debido a las colisiones con electrones del medio como importante.

Por otro lado Paretzke [43, 45], propone un modelo que varía del planteado por Benton, en el que se incluyen todos los efectos de pérdida de energía que suceden en un radio comprendido en una distancia  $r$  de la trayectoria de la partícula. Este modelo da importancia central a la región cercana a la trayectoria, donde el parámetro ajustable es  $r$ . El parámetro  $r$  da información más completa que los demás, pero es más difícil de calcular, pues intenta tomar en cuenta mayores tipos de interacciones en una zona muy bien definida.

Hasta el momento la teoría más adecuada para la formación de trazas en polímeros es la pérdida de energía secundaria y REL, donde se establece la dosis crítica cerca de la trayectoria del ión para la formación de la traza, con la cual el REL se ve mejorado y supera la imprecisión de la zona de daño, de donde las trazas se forman por ruptura de las cadenas poliméricas [5,35,42] en fragmentos más cortos de bajo peso molecular que son más fácilmente atacadas por los agentes grabadores (ácidos) de cadenas no dañadas y en la producción de reacciones [1].

Un último modelo es la relación que existe entre la energía perdida (como el mayor número de interacciones se da con los electrones, solo se considera el *poder de frenado electrónico* (capítulo I, sección 1.3.1)  $(dE/dx)_e$ ) y el número de radicales que quedan libres, pensando que cuando el ion interactúa con el material a su paso ocasiona rupturas de cadenas. A mayor energía, existe una mayor distancia por parte

del ion dentro del material, provocando un mayor número de radicales libres en el material.

### **3.1.1. Grabado**

#### **a) Ataque químico**

De acuerdo a las teorías de la sección anterior, se puede decir que al ser atacado químicamente un material, éste sufre modificaciones en su estructura interna, provocando ruptura o separación de sus radicales, un incremento en la temperatura de la solución conduce a un incremento en la razón de degradación [1].

Cuando se habla de radicales libres, esta involucrado el agente que ataca químicamente el material, por lo que es válido relacionarlos con la velocidad de grabado a lo largo del recorrido del ion en el material.

#### **b) Susceptibilidad al ataque.**

El ataque químico al que se somete el material con reactivos específicos permite realizar un ataque preferencial de la zona dañada por el proyectil, de tal forma que para tiempos de tratamiento suficientemente largos, el tamaño de la región dañada puede ser evaluado, hasta dimensiones ópticas [1].

### **3.2. Lectura.**

#### **a) Crecimiento de la traza.**

Una vez que es atacado químicamente el material irradiado y ya es posible observar la traza por medio de un microscopio óptico, la traza grabada presenta un área determinada, de forma circular en la superficie del material (para una incidencia de  $90^\circ$ ). El área aumenta conforme se va desgastando químicamente el material, por lo que es posible observar y estudiar las trazas a lo largo de su proceso de grabado.

## CAPÍTULO IV

### *MODELO DE EVOLUCIÓN DE LA TRAZA (Según Somogyi)*

El modelo de la evolución de la traza se basa en la teoría propuesta por Somogyi *et. al* [10], quienes toman como base el proceso de grabado que va sufriendo la traza, de tal forma que para que exista la formación de la traza, se debe cumplir que  $V_T < V_B$ ; donde  $V_B$  es la velocidad con que se desgasta el material al someterse al ataque químico y  $V_T$  es la velocidad con que se desgasta el material en la zona afectada por la partícula a lo largo de la trayectoria.

Somogyi y sus colaboradores, obtienen información para su modelo a partir de medir los semi-ejes de las elipses formadas en la superficie del material, a través de una serie de grabados químicos. Parten de un modelo simple de traza grabada, donde la traza es un hueco cónico con ángulo del cono  $\delta = \arcsen \frac{V_B}{V_T}$ , que se representa en la figura 4.1 [10].

La formación de la traza se logra cuando el haz incide sobre un material a un ángulo  $\theta$  mayor que un ángulo  $\theta_c$  (ángulo crítico), considerando  $\theta_c$  como el ángulo en donde el haz incidente no penetra el material (es decir, se refleja).

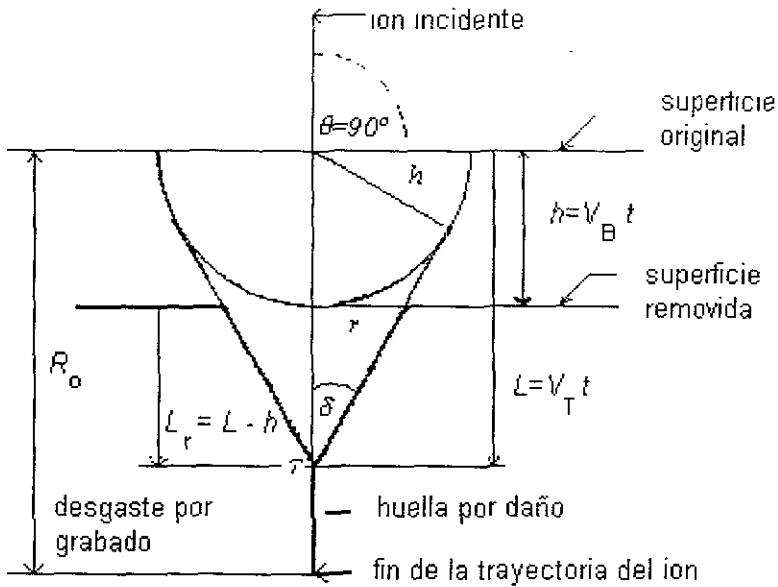


Figura 4.1. Representación de la formación de la traza al incidir un haz perpendicularmente en un material

De la figura 4.1 se tiene que:

$r$  = radio del agujero en la superficie del detector después de ser desgastado.

$h$  = espesor de la superficie desgastada.

$L_r$  = longitud de la traza grabada.

$L$  = alcance que tuvo el grabado químico a lo largo de la trayectoria de la partícula.

$\theta$  = ángulo de incidencia de la partícula.

$R_o$  = alcance de la partícula en el material.

$t$  = tiempo de grabado.

Si consideramos el caso cuando el haz incide a un ángulo recto, siguiendo la geometría de la figura 2.3 podemos deducir que el diámetro de la traza formada es el siguiente:

$$d = 2h \frac{V-1}{V+1} \quad (4.1)$$

Donde

$$V = \frac{V_B}{V_T} \quad (4.2)$$

relación que se explica con mayor detalle en el apéndice A.

#### 4.1. Condiciones para formación de la traza.

De acuerdo a la teoría de Somogyi, las condiciones que deben cumplirse para que exista formación de la traza son:

1. Que el cociente de velocidades  $V$  multiplicado por el seno del ángulo que forma la trayectoria de la partícula con la superficie del cono, debe ser menor que 1, expresado de la siguiente forma:

$$V(x) \text{sen } \theta > 1 \text{ con } 90^\circ > \theta_c > \theta$$

Donde existe

$$\theta = \begin{cases} \arcsen \frac{1}{V} & \text{si } V(x) \neq \text{cte.} \\ \arcsen \frac{1}{V_o} & \text{si } V(x) = \text{cte.} \end{cases} \quad (4.3)$$

con  $V_o$  el máximo de la razón de grabado.

Cuando esta condición se cumple la formación de la traza comienza en  $h=0$ .

Es necesario hacer notar que sólo se ha mencionado el proceso de formación de trazas a incidencia normal. Cuando el haz incide a un cierto ángulo, la formación de los diámetros se va dando en “etapas” comenzando desde una elipse, pasando por una especie de transformación de elipse a círculo, hasta finalmente llegar a un círculo. Éste desarrollo no es muy importante en este experimento ya que la incidencia fue normal al material. En las referencias [10, 12, 13, 14] se trata detalladamente este fenómeno

A pesar de que la incidencia es normal, también nos interesa saber como es el estudio del diámetro después de que la superficie removida rebasa la longitud de la traza grabada  $L_r$  (ver figura 4.1). Somogyi propone entonces que el diámetro en tal caso es

$$D_3 = 2 \sqrt{R_0 \left( \operatorname{sen} \theta - \frac{1}{V} \right) \left[ 2h - R_0 \left( \operatorname{sen} \theta + \frac{1}{V} \right) \right]}$$

válida para  $H_2 \leq h$ , donde  $H_2$  es lo superficie removida después de que rebasa la longitud de la traza grabada (la deducción de esta relación se presenta en el apéndice A).

# CAPÍTULO V

## DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.

### 5.1. El acelerador Pelletron del IFUNAM

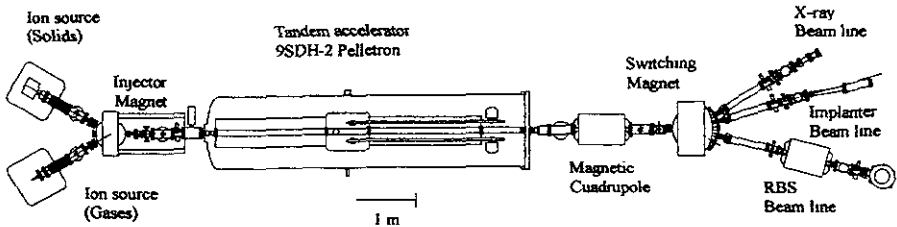


Fig. 5.1. El Pelletron del IFUNAM. Imagen tomada de la referencia [47].

Los iones con los que son producidos las trazas fueron generadas utilizando el Acelerador e Implantador de iones Pelletron (figura 5.1) modelo 9SDH-2 del Instituto de Física de la U.N.A.M, es un acelerador tipo “tamden” (2 etapas), diseñado y construido por National Electrostatics Corporation, Middleton, WI, EUA, fue instalado en marzo de 1995, como un proyecto apoyado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología y el Banco Mundial. Es un equipo para investigación y enseñanza, y se buscó una gran versatilidad para garantizar su utilización por muchos años. Tiene varios usos, entre los cuales se encuentran: experimentos en implantación de iones, estudio de la radiación en materiales. análisis de materiales en capas delgadas, y estudios de dosimetría de la radiación [47].

El Pelletron cuenta con dos fuentes de iones (negativos). La primera, llamada SNICS, genera iones negativos de casi todos los elementos a partir de sólidos. con excepción de los gases nobles que difícilmente forman iones negativos. La segunda fuente de iones, llamada Alphatross, que produce iones de He principalmente para



analizar materiales por retrodispersión nuclear y producción de rayos X. Para este experimento se utilizó la fuente SNICS, con la cual se produjeron los iones de Carbono con los que se bombardearon los plásticos.

## 5.2 Fuente de iones SNICS

El Pelletron requiere inicialmente de la producción de iones negativos en su primera etapa de aceleración, para que sean atraídos por la terminal positiva de alto voltaje.

En la figura 5.2 se muestra un esquema de lo que es dicha fuente. Como se puede apreciar, se cuenta con un horno en donde se calienta el cesio que a temperatura ambiente es sólido. La razón para usar vapores de cesio, en lugar de cualquier otro gas, es que los iones (normalmente positivos) extraídos del cátodo recogen electrones a su paso por el cesio, volviéndose negativos, el cual se evapora encerrándose entre el cátodo frío y la superficie ionizadora caliente [48].

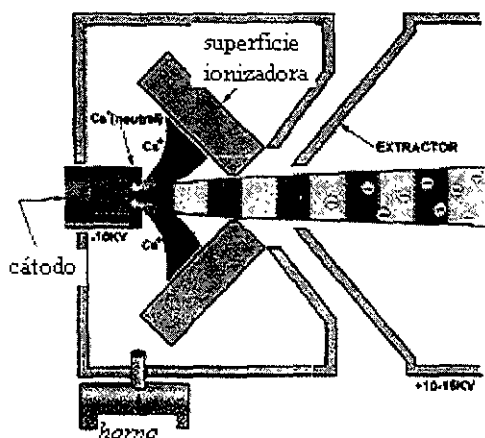


Figura 5.2 Muestra un diseño de la fuente de iones SNICS, esquematizando las partes más importantes que constituyen la fuente[49].

La teoría de operación del SNICS II es muy simple. Un reservorio (o reserva) de cesio es calentada a aproximadamente 120°C, así que el cesio se evapora. Este vapor de la reserva, sube a una región cerrada entre el cátodo (donde es enfriado), y la superficie ionizadora, el cual es calentado. El cesio ionizado es acelerado hacia el cátodo, provocando erosión iónica, también llamado espurreo (sputtering), estas partículas salientes del cátodo atraviesan la capa de cesio condensada; de esta forma se obtienen los iones negativos que se necesitan para pasar a la etapa de aceleración [48].

Luego son extraídos de la fuente de iones con una diferencia de potencial de unos 50 a 60 kV y seleccionados e inyectados al acelerador por medio de un campo magnético. Resulta que se ha probado una gran variedad de cátodos (en este trabajo se utilizó grafito para producir iones de carbono), y que casi todos los elementos y compuestos que se pueden tener en forma de cátodo sólido son susceptibles de formar iones negativos. Todos los elementos, con excepción de los gases nobles que difícilmente forman iones negativos, se pueden acelerar en el Pelletron. Esta es la característica que le da mayor utilidad al equipo [49].

### ***5.3 Sistema de carga.***

El potencial en la terminal de alto voltaje del Pelletron varía de 0 a 3 MV. El alto voltaje se logra por medio de una cadena de barrilitos (de ahí el nombre de Pellet-ron) aislados entre sí que se mueve con la ayuda de poleas tal como se indica en la figura 5.3. En estos barrilitos se induce carga eléctrica que luego es transportada hasta la terminal de alto voltaje, donde es extraída de la cadena. De esta manera el potencial de la terminal va aumentando a medida que se va cargando. En el modelo seleccionado se tienen dos cadenas para duplicar la corriente del haz. El

generador completo se encuentra dentro de un tanque de acero con gas aislante SF<sub>6</sub> a alta presión [48, 49]

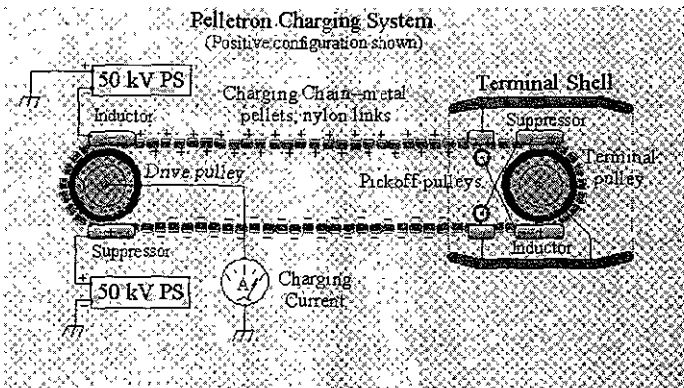


Figura 5.3 Esquema del generador de alto voltaje del Pelletron [49], donde se observa el mecanismo de transporte de carga.

Los iones producidos por la fuente SNICS son expulsados por un tubo en vacío hacia un imán que los defleca hacia el tubo acelerador. La aceleración de iones se lleva a cabo en dos etapas, como se muestra en la figura 5.4. El alto voltaje del acelerador es de signo positivo, así que en la primera etapa de aceleración, desde el potencial de tierra hasta el de la terminal, se requieren iones negativos que son obtenidos con la fuente de iones SNICS.

Al ser inyectados en un extremo del acelerador, estos son jalados y llegan a la terminal con energía cinética  $eV$ . Una vez dentro de la terminal de alto voltaje, pasan por una pequeña región que contiene gas N<sub>2</sub>, que les remueve algunos electrones convirtiéndolos en iones positivos. Entrando a la segunda etapa de aceleración átomos neutros y iones carentes de uno o más electrones, es decir con  $n$  cargas positivas, donde  $n$  va desde la unidad hasta  $Z$  (el número atómico de los iones). Estos ahora son repelidos por la terminal positiva, adquiriendo una energía cinética  $neV$ . Por lo tanto, en las dos etapas la energía cinética de los iones positivos

resultantes suma  $(1+n)eV$  [49].

Al salir los iones de la zona de aceleración se cuenta con un haz que puede contener iones de varias energías (velocidades), masas y cargas distintas. Este haz llega a un electroimán deflector que desvía los iones hacia la cámara de análisis donde se efectúan los experimentos. Además este electroimán permite seleccionar los iones deseados para el experimento.

Para seleccionar iones de masa  $m$ , carga  $q$ , y energía  $E$ , el campo magnético deberá ser

$$B = k \frac{\sqrt{mE}}{q}$$

donde el valor de la constante  $k$  dependerá del valor del radio de curvatura y de las unidades empleadas. Así se garantiza que el haz que llegue a bombardear la muestra se encuentra libre de impurezas y esté bien caracterizado [49].

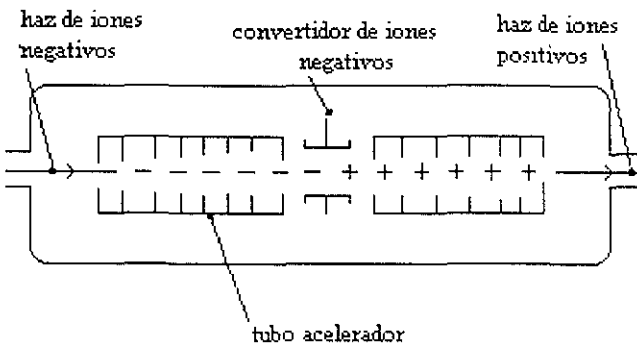


figura 5.4. Camino que siguen los iones a través del tubo acelerador, pasando por sus dos etapas de aceleración.

Los iones son deflectados a la línea de  $15^\circ$  que los conduce a la cámara de alto vacío, donde se efectúa el bombardeo de los plásticos utilizando los iones retrodispersados de carbono por una película de oro.

En todo el sistema de vacío, que tiene una longitud de casi 20 m, se trabaja con una presión base de  $10^{-8}$  Torr. Esto se logra con seis sistemas de bombeo consistentes en bombas turbomoleculares y sus respectivos medidores, bombas de apoyo, válvulas, sistemas de enfriamiento, etc. El bombeo se mantiene permanentemente en operación para reducir los tiempos de preparación del bombardeo. A lo largo de la línea del haz se cuenta con varios accesorios para controlar y observar el haz, que incluyen lentes electrostáticas y magnéticas, alineadores del haz, cajas de Faraday para conocer la corriente del haz en varios puntos de la línea, y monitores del perfil del haz, con los cuales se mide la forma y la posición del haz [18].

#### ***5.4. Cámara de Retrodispersión***

Como la intensidad del haz es muy alta, no se empleó directamente sobre el material (LR115), por lo que en este experimento se usó la cámara de retrodispersión. El haz al ser dispersado (retrodispersión de Rutherford, capítulo I, sección 1.6.) con una cierta energía (menor a la que lleva inicialmente) continúa su viaje en dirección normal a superficie de las muestras, que se logra al colocarlas sobre una placa de *forma semiesférica* (figura 5.5), diseñada en el IFUNAM [12], la cual tiene un radio igual a la distancia del detector de barrera superficial a la placa de Au [12, 13, 14].

Los iones dispersados son identificados por un detector de barrera superficial, con el cual se genera un espectro de iones retrodispersados de carbono por la

película de oro. Este consiste en un pico o meseta cuyo grosor está en función del espesor de la película de oro (figura 5.6.a).

La forma del pico depende del tipo de interacción, es decir, los iones pueden interactuar con las partículas que se encuentran en la superficie, o bien con los que se encuentran entre la capa de Au y el sustrato de carbono (Figura 5.6.b). La energía máxima se presenta cuando chocan únicamente con los átomos de la superficie, y la energía mínima con los que logran introducirse más allá de la superficie.

Los plásticos se irradiaron a distintas energías (1.5, 3, 6, 9, 10.5 y 12 MeV), el 17 de abril de 1998 (ver detalle en las referencias [12, 13, 14]), empleando un dispositivo construido en el taller del IFUNAM de forma semiesférica [12]. Este dispositivo permite colocar muestras (distintos materiales, en este caso LR115) en todos los puntos del ángulo de retrodispersión de tal forma que se aprovecha la simetría axial del sistema (ver figura 5.5).

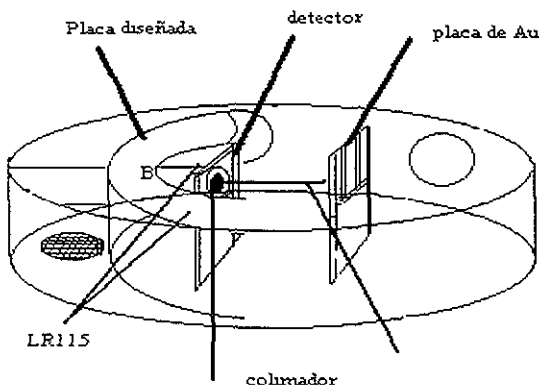
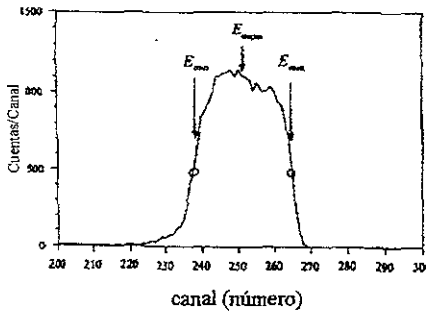
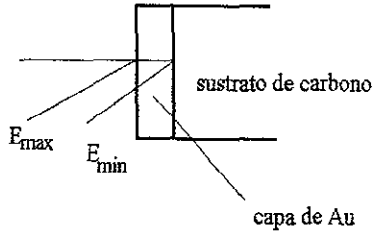


Figura 5.5 Cámara de Retrodispersión que se utiliza para bombardear las películas LR115, después de que los iones son dispersados por la placa de Au.



(a)



(b)

Figura 5.6. Representa (a) los iones dispersados identificados por el detector de barrera superficial. (b) esquematiza la dispersión que sufren los iones cuando chocan con la superficie de la capa de Au, y cuando penetran hasta el sustrato.

## CAPÍTULO VI

### DESARROLLO EXPERIMENTAL

Para este experimento se utilizó el acelerador Pelletron del Instituto de Física (ver capítulo I, sección 5.1) para bombardear con iones de  $^{12}\text{C}$  plásticos de LR115 de aproximadamente  $111 \pm 2 \mu\text{m}$ , mediante la retrodispersión de Rutherford (ver capítulo I, sección 1.6). (ver capítulo V, sección 5.4).

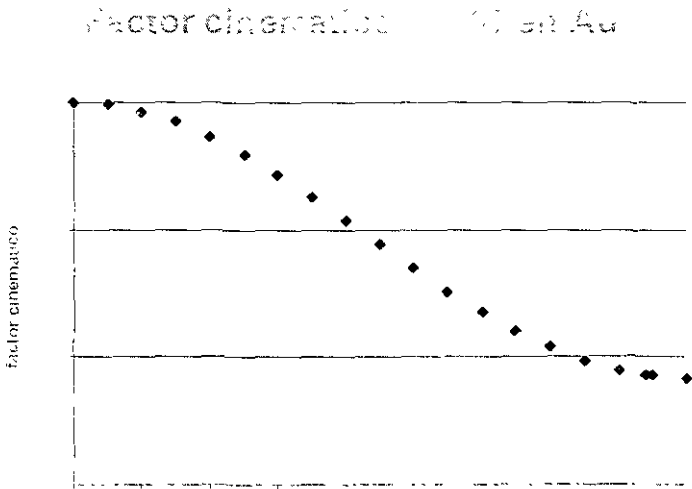
El haz fue dispersado por un blanco en una dirección hacia atrás. El blanco usado consiste de una cubierta delgada de oro de  $830 \pm 30 \text{ \AA}$ , colocada sobre un sustrato de carbono. El blanco dispersa iones monoenergéticos de cualquier haz de iones con número de masa  $A$ , entre 12 y 196, si  $A$  es menor que 12, los iones son dispersados por la capa de oro y por el sustrato de carbono; pero si  $A$  es mayor o igual 196 no habrá retrodispersión.

La razón por la que se utilizó Au (oro) sobre C (carbono) es porque al analizar la gráfica 6.1 del factor cinemático  $K_m$ , calculada numéricamente de acuerdo a su fórmula (capítulo I, sección 1.6.1), se encontró que, los iones al ser dispersados a un ángulo de  $168^\circ$ , salen con aproximadamente un 80% de la energía con la que llegaron al oro. Esto se debe a que sus átomos son mucho más pesados que los de carbono. La probabilidad de que un ion interactúe con un átomo de oro, será mayor que la probabilidad de que interactúe con un átomo de carbono (ver *sección eficaz*, sección 1.5). Si no existiera la capa de oro, al interactuar los iones de  $^{12}\text{C}$  con el carbono, el factor cinemático  $K_m$ , sería nulo a una dispersión de  $168^\circ$ ; se puede observar en la gráfica 6.2 que para ángulos menores o iguales que  $90^\circ$  el factor



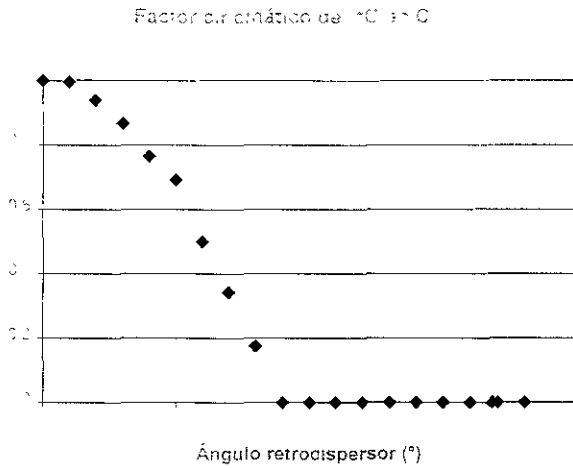
cinemático es muy pequeño (menor que uno) y va tendiendo a cero conforme aumenta el ángulo de dispersión.

Teóricamente se puede comprobar (al analizar el círculo de momentos (ver referencia [11])) que cuando las masas de los átomos son iguales, no hay dispersión para ángulos mayores o iguales que 90°.



Gráfica 6.1. Representa la relación entre factor cinemático y ángulo de dispersión, al interactuar un ion de  $^{12}\text{C}$  sobre Au.

De la ecuación 1.8 se calculó  $K_m$  y se obtuvieron las energías de 1.178, 2.357, 4.713, 7.070, 8.248, 9.427 MeV respectivamente, considerando el ángulo de laboratorio a 168°.



Gráfica 6.2. Representa la relación entre factor cinemático y ángulo de dispersión, al interactuar un ion de <sup>12</sup>C sobre C.

El propósito de irradiar plásticos es crear trazas latentes (ver capítulo III) y posteriormente, mediante un ataque químico poder obtener trazas grabadas, y así estudiar el crecimiento de las diámetros de las trazas con respecto a la energía de los iones retrodispersados (ver capítulo IV). El grabado se realizó de la siguiente manera:

**6.1 Grabado.**

Una vez irradiado el LR115 con los iones de carbono, se introdujo en una solución de KOH al 6% (355gr aforada en 1 litro de agua destilada) en un baño de agua a temperatura constante, comúnmente conocido como baño maría (figura 6.1). Se utilizó un vaso de precipitado de vidrio, con el propósito de mantener la temperatura de la solución constante.

La temperatura se midió introduciendo un vaso de precipitado (figura 6.1.) alrerno, cubierto con papel aluminio, al cual se le hizo un pequeño orificio por donde pasó un termómetro de Hg graduado en escala Celsius, donde se leía la temperatura del sistema de grabado del material LR115.

Las muestras de LR115 se colocaron en un portamuestras<sup>1</sup> (figura 6.2.) que se introdujo en la solución de KOH a una temperatura de  $60^{\circ}\pm 1^{\circ}\text{C}$ , de tal forma que estos se bañaron por ambas caras; una vez dentro de la solución el portamuestras, se cubrió el vaso de precipitado con papel aluminio.

Se procuró que el tiempo de grabado fuera lo más constante posible (1 hora, partiendo de 3 horas<sup>2</sup> de grabado, ver capítulo IV, sección 4.1).

---

<sup>1</sup> En el laboratorio de dosimetría se tienen dos tipos de portamuestras: uno grande que generalmente se usa para el CR39 y otro más chico (figura 6.2.) que es el que se usó en este experimento, pues la separación entre los bordes es más pequeña, lo que facilita que el LR115 se detenga.

<sup>2</sup> A pesar de que las trazas en los plásticos irradiados a energías mayores de 1.5 McV ya se podían observar con un grabado de 1 hora.

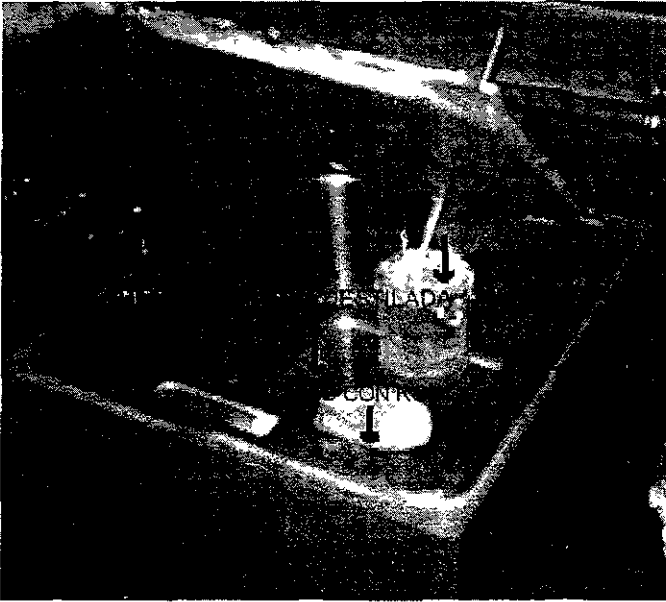


Figura 6.1. Aparato usado para calentar por baño maria el KOH donde se introducen el LR115 para grabarlos (Laboratorio de Aplicación a la Dosimetría del IFUNAM).

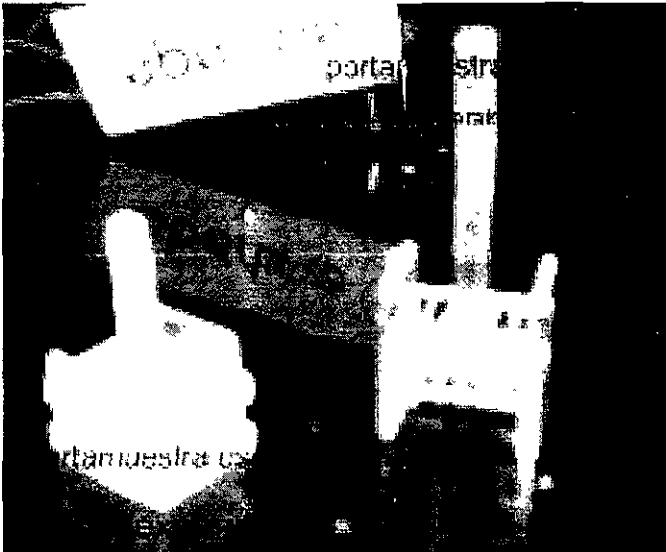


Figura 6.2 Tipos de portamuestras que se encuentran en el Laboratorio de Aplicación a la Dosimetría del IFUNAM.

## 6.2 Lectura y conteo de trazas.

El LR115 una vez que se grabó, se observaron las trazas con ayuda de un sistema de digitalización de imágenes figura 6.3, que consiste de un microscopio, con una cámara digital CCD, Kyowa® KMC-1002, que convierte la luz en señal eléctrica. La información observada, es enviada a una tarjeta electrónica visión EZ® que digitaliza la señal en una computadora personal [50, 51].

En este experimento se capturaron imágenes usando la amplificación  $40X^1$  del microscopio. Al colocar el material para su observación a través del microscopio, sólo se observa una cierta área (a la que llamamos campo), inicialmente se tomaron 3 campos por cada plástico LR115 (irradiado a diferente energía), pero como la estadística que se estaba teniendo era de alrededor de 40 trazas, a partir de las 5 horas de grabado, se comenzaron a tomar de 7 a 10 campos para tener una estadística de aproximadamente 100 trazas por material.

Una vez obtenidas las imágenes de las trazas en la computadora, se estudiaron con el programa Mocha [52]. Como las trazas son en su mayoría circulares, puesto que la incidencia de los iones retrodispersados fue normal a la superficie del LR115. Sobre la imagen se dibujó el perímetro de cada una de las trazas, y posteriormente se rellenaron los círculos que definen dicho perímetro. Con esto se midió su diámetro menor, diámetro mayor y el área de la traza; esta última para comparar que tan circulares eran las trazas.

Como el programa Mocha presentaba los resultados en pixeles, se obtuvo el factor de conversión de pixeles a micras que resultó ser de  $1.56 \mu\text{m}/\text{pixel}$ .

---

<sup>1</sup> Esta amplificación fue debido a que en la energía de 1.5, se tuvo problemas de lectura, porque no se veían bien las trazas en el microscopio.

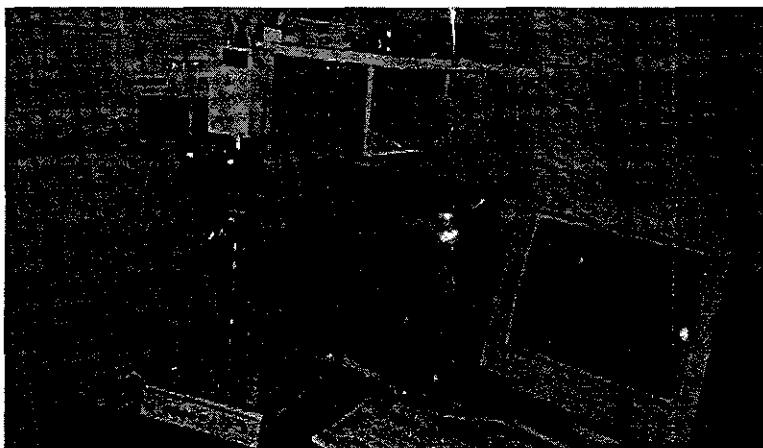


Figura 6.3. Sistema digitalizador de imágenes donde se observa y guarda la información del LR115 después de que son grabados químicamente. Laboratorio de Aplicación a la Dosimetría del IFUNAM.

Finalmente, se grabó un LR115 sin irradiar en la solución de KOH (a  $60 \pm 1^\circ\text{C}$ ), para medir el desgaste de éste en cada hora, a partir de las tres primeras horas, hasta 11 horas.

## CAPITULO VII

### RESULTADOS.

En la figura 7.1 se presentan las trazas obtenidas en los distintos plásticos LR115 irradiados a 6 y 12 MeV. Se realizó la lectura de los diámetros (capítulo VI, sección 6.2) mayores  $D$ , menores  $d$ , y del área de la traza en cada plástico, es decir, para realizar la lectura automática, se requiere hacer un trazo electrónico manual cubriendo el área de la traza, en la superficie del material. Este procedimiento se escogió para este trabajo, aún cuando se puede presentar un error sistemático, recomendando que este trazo eléctrico se realice por la misma persona.

Como se puede observar en la figura 7.1, la forma de la traza es circular, en el proceso de lectura como es manual la marcación de círculos, en algunos casos se presentaron dos diámetros; para graficar el diámetro contra la energía, se tomaron los diámetros menores. La razón por la que se tomó el diámetro menor es porque si se toma el más grande ( $D$ ), el área que se tiene en este caso es un poco mayor que la que realmente se tiene, y el diámetro menor asegura un área más cercana a la realidad. La relación obtenida es la que se presenta en la gráfica 7.1.

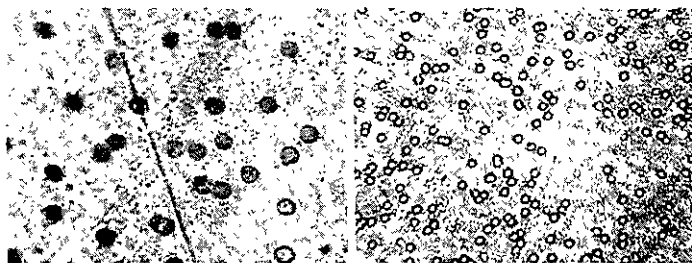
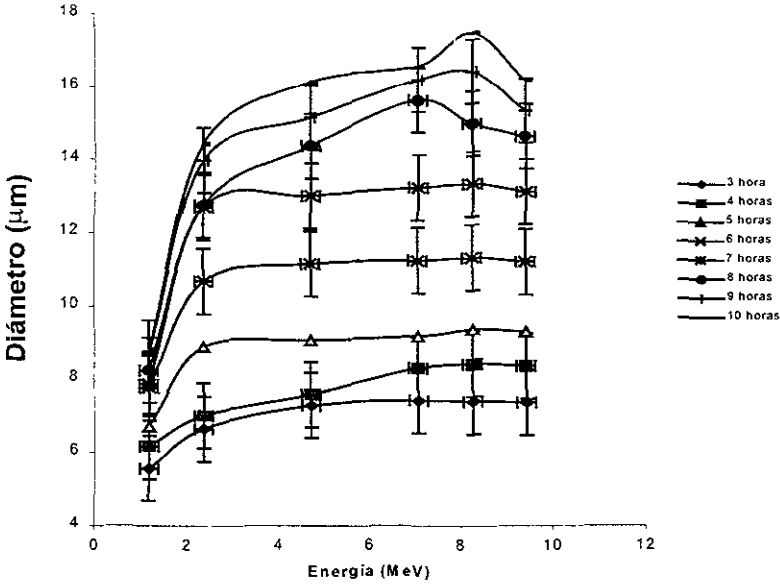


Figura 7.1. Muestra las trazas del LR115 a 11 y 5 horas de grabado bombardeados a 12 y 6 MeV.

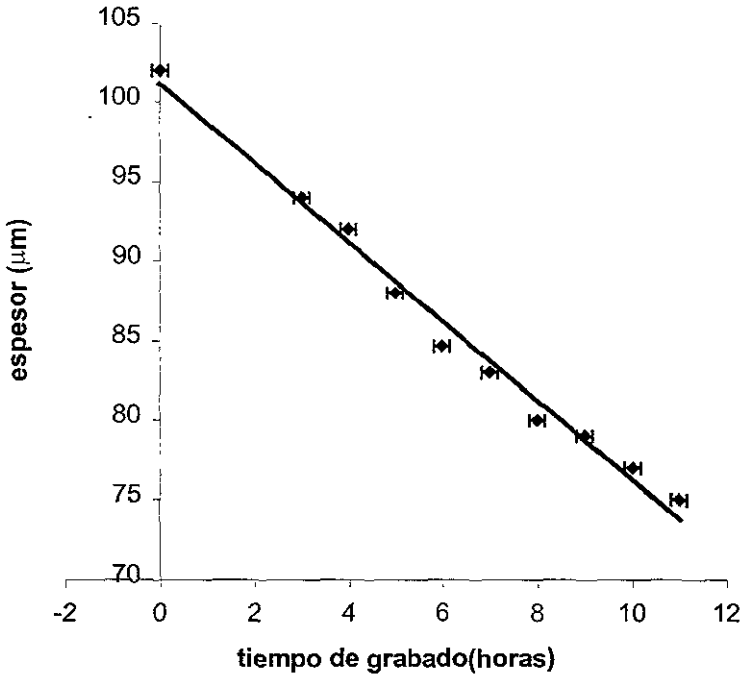
Las energías presentadas en la gráfica 7.1 para cada punto, son las correspondientes al producto de la energía de los iones con la que se bombardea la película de oro por el factor cinemático  $K_m=0.785$ .



Gráfica 7.1. Diámetro menor de la traza vs energía de incidencia para un ataque químico.

Como se puede observar en la gráfica 7.1, ésta presenta barra de incertidumbre en el eje x debido a que los iones retrodispersados lo hacían con energía entre  $E_{min}$  y  $E_{máx}$  (ver sección 5.4 [12, 13]), y para el caso del eje Y, las barras de incertidumbre se determinaron por la desviación estándar en la medición de los diámetros.





Gráfica 7.2. Representa la velocidad total de grabado del LR115

Al graficar el espesor de la película contra el tiempo de grabado, se obtiene la gráfica 7.2 donde las barras de incertidumbre se obtuvieron, considerando la mínima escala del aparato de medición que se empleó [53].

De acuerdo a la teoría de Somogyi y de la ecuación  $h=V_B t$  (ver capítulo IV, figura 4.1), se graficó el espesor contra el tiempo de grabado que se obtuvo del tratamiento químico dado al LR115; como se muestra en la gráfica 7.2, la pendiente de la gráfica representa la  $V_B$ , que es la velocidad total con que se desgasta el material al someterse al ataque químico, pero como el desgaste superficial es por ambos lados, y como la teoría de Somogyi (ver capítulo IV) considera solamente la mitad, en este caso resultó ser:  $V_B=1.55\pm 0.27 \mu\text{m/hr}$

Ya teniendo  $V_B$ , se utilizó nuevamente la relación  $h=V_B t$  para calcular la superficie removida  $h$  en cada hora de grabado, es decir, para tres horas de grabado se obtuvo una  $h=4.65\mu m$  y así sucesivamente hasta multiplicar por 11 horas de grabado. Con estos valores de la superficie removida en la gráfica 7.3 se muestra la superficie removida contra diámetro experimental.

**7.1 Cálculos del TRIM**

La teoría de Somogyi [10] nos presenta una forma de obtener el alcance basándose en los datos experimentales. En este trabajo, como en trabajos anteriores [12,13,14], se optó por comparar con el programa TRIM [15], usando la composición química y densidad del LR115, que se encuentra en la sección 2.4. El cálculo de los alcances se presenta en la siguiente tabla:

Energía(MeV)	Ro( $\mu m$ )	dRo( $\times 10^{-4} \mu$ )
1.103	2.19	1494
2.15	3.33	1524
4.47	5.51	1756
6.81	7.72	1861
7.99	8.87	1873
9.17	10.08	1966

De los cálculos hechos por el programa TRIM, se graficó el poder de frenado en la superficie en función del alcance (gráfica 7.4).

Una vez que se conoció el alcance de la partícula al penetrar en el material, se calculó el cociente de velocidades de grabado  $V$ , que es útil para conocer la velocidad con que se desgasta el material en la zona afectada, y con esto comprobar que efectivamente la velocidad de grabado a lo largo de la zona afectada  $V_T$  es mayor que la velocidad del desgaste del material  $V_B$  (capítulo IV). El cálculo de  $V$  se realizó con la ayuda de un programa de computadora donde se emplearon las ecuaciones presentadas en el capítulo IV (válidas en los intervalos indicados), que facilitó los cálculos de los diámetros.

Para tener un valor de  $V$  más preciso se utilizó el método de mínimos cuadrados (apéndice B) ajustado a la ecuación de  $D_3$  que proporciona el diámetro (capítulo IV), en este caso se obtuvo la ecuación B.1 (apéndice B). Para  $V$  sólo se tomó la raíz negativa pues al tomar los valores positivos, se obtenían  $V < 1$ , pero para la teoría de Somogyi (al considerar las condiciones para la formación de la traza, ver capítulo IV) esto no es válido.

El cálculo de  $V$  se realizó para cada uno de los alcances obteniendo un promedio de  $V=2.19$ , y se graficó el diámetro contra superficie removida (gráfica 7.5) tomando en cuenta este valor de  $V$  y posteriormente, se optó por ver que relación existía entre  $V$  y el poder de frenado en la superficie (gráfica 7.6).

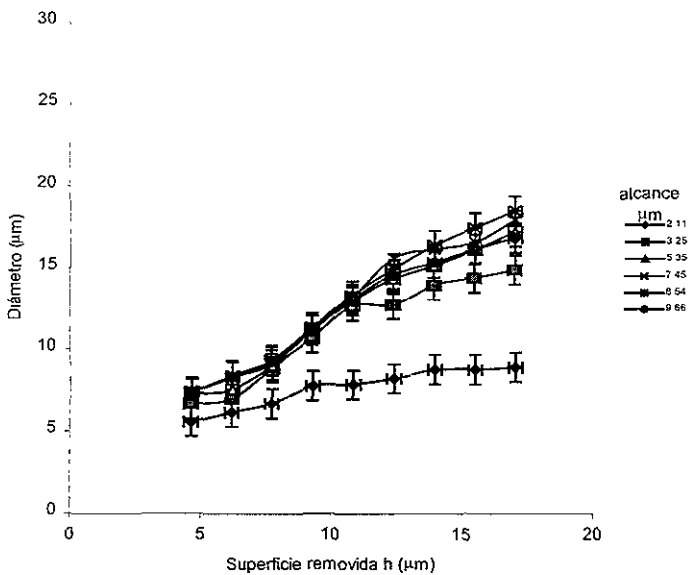


Figura 7.3. Resultados experimentales que nos representa la superficie removida vs diámetro experimental.

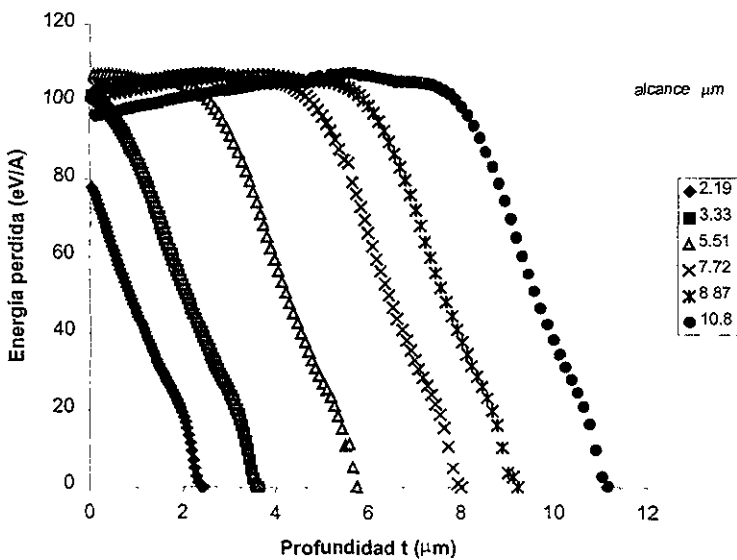


Figura 7.4. Muestra la energía perdida en la superficie vs la profundidad, usando los datos obtenidos mediante el empleo del programa TRIM.

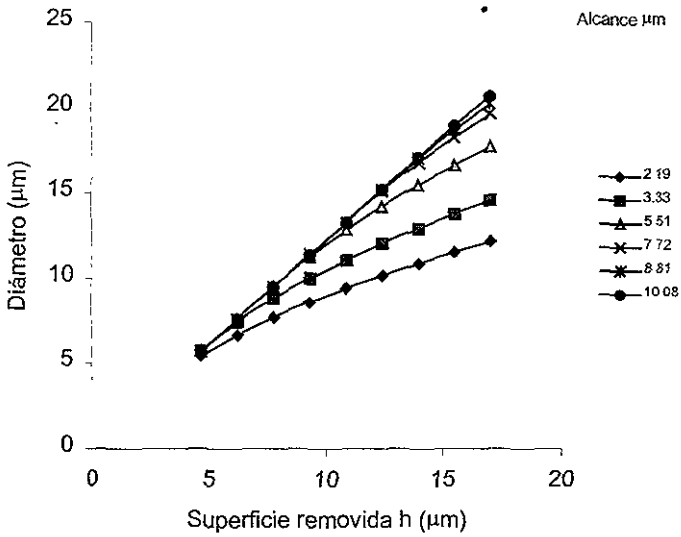


Figura 7.5 Cálculos obtenidos teóricamente usando el programa en basic (apéndice B) para una  $V=2.21$ , basándose en el ajuste por mínimos cuadrados

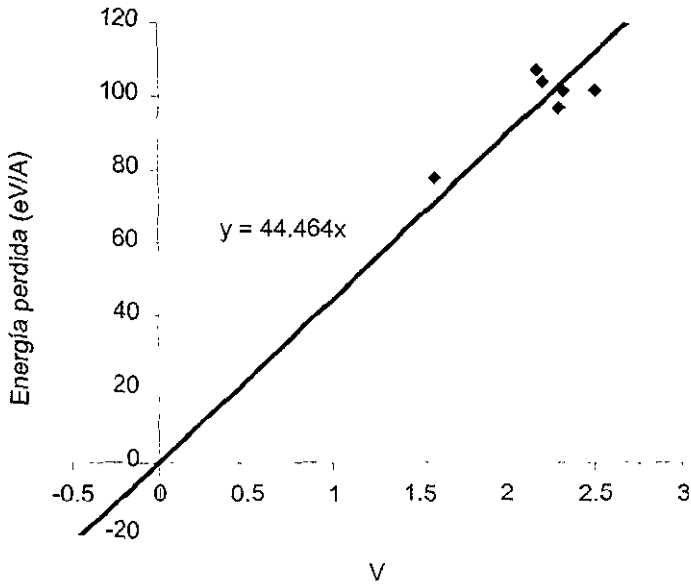


Figura 7.6. Muestra la relación entre el cociente de velocidades  $V$  y la energía perdida en la superficie.

## CAPITULO VIII

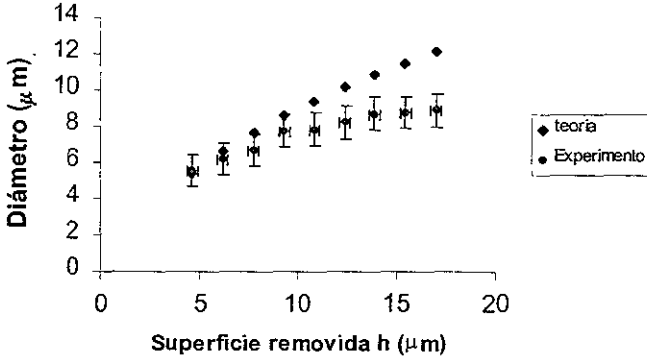
### ANÁLISIS DE RESULTADOS.

En la gráfica 7.1 se observa que el tamaño de la traza en las curvas de menos de ocho horas de grabado, no varía notablemente con respecto a la energía, sino que hasta después de ocho horas empieza a existir una relación entre la energía y el tamaño de la traza. La forma de esta gráfica es muy parecida a la presentada por Somogyi *et al.*[10] y otros autores [12,13,14], ambos utilizan en sus resultados la superficie removida  $h$ . Se graficó el diámetro contra la superficie removida obteniendo la gráfica 7.3.

Del ajuste por mínimos cuadrados se obtuvo el valor del cociente de velocidades de grabado ( $V$ ), y fue posible obtener la relación teórica de diámetro contra superficie removida ( $h$ ). En esta relación se observa un comportamiento muy parecido de los datos experimentales (gráfica 7.3) con los datos teóricos (gráfica 7.5).

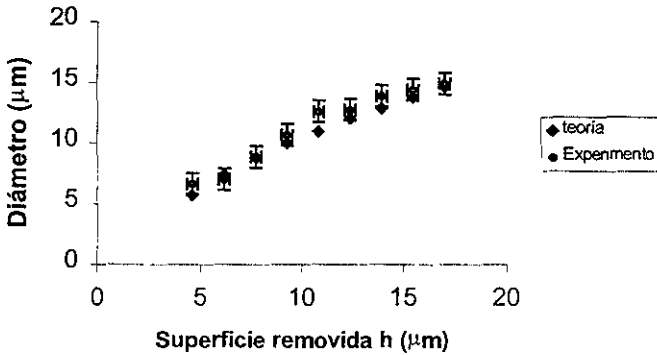
Analizando la gráfica 7.5 (crecimiento de los diámetros en función de la superficie removida), y comparándola con la gráfica 7.3 (que son los datos experimentales obtenidos), se observa que el ajuste por mínimos cuadrados es bueno, a excepción de la primera curva (3 horas de grabado). Las siguientes gráficas (8.1 a 8.6, del crecimiento de los diámetros en función de la superficie removida para cada uno de los alcances), muestran en forma separada la comparación de los datos experimentales y los datos teóricos.

### Alcance 2.19 $\mu\text{m}$

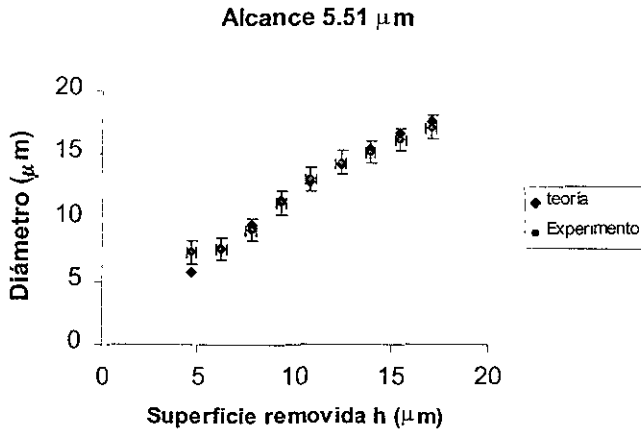


Gráfica 8.1. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente para el alcance de  $2.19 \mu\text{m}$  y energía de  $1.178 \text{ MeV}$ .

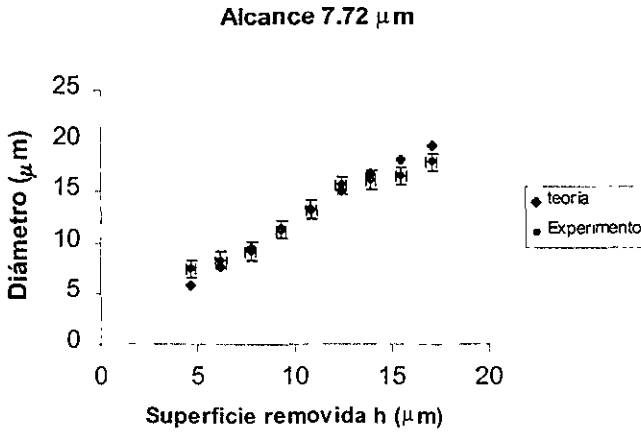
### Alcance 3.33 $\mu\text{m}$



Gráfica 8.2. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente para el alcance de  $3.33 \mu\text{m}$  y energía de  $2.357 \text{ MeV}$ .

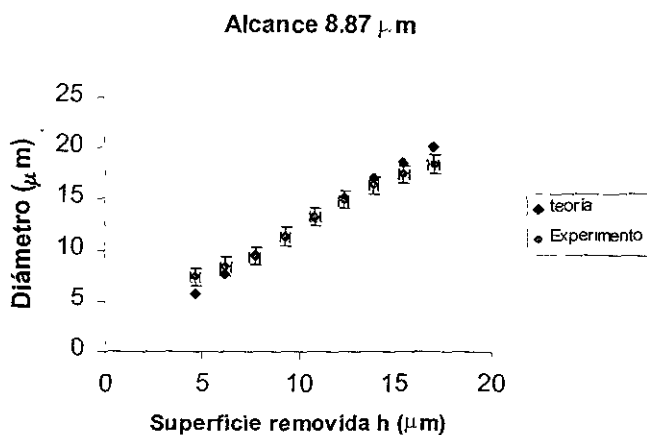


Gráfica 8.3. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente para el alcance de 5.51  $\mu\text{m}$  y energía de 4.713 MeV.

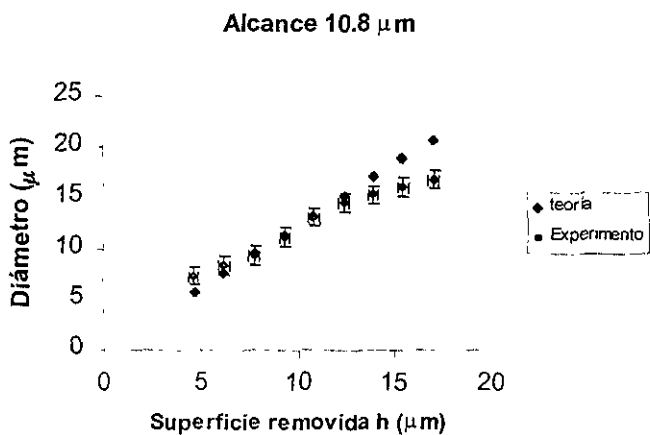


Gráfica 8.4. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente para el alcance de 7.72  $\mu\text{m}$  y energía de 7.07 MeV.





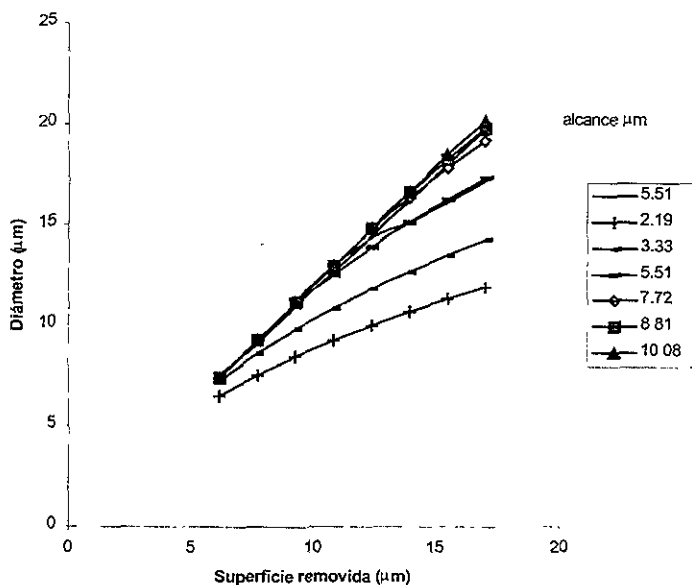
Gráfica 8.5. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente para el alcance de 8.87  $\mu\text{m}$  y energía de 8.24 MeV.



Gráfica 8.6. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente para el alcance de 10.8  $\mu\text{m}$  y energía de 9.43 MeV.

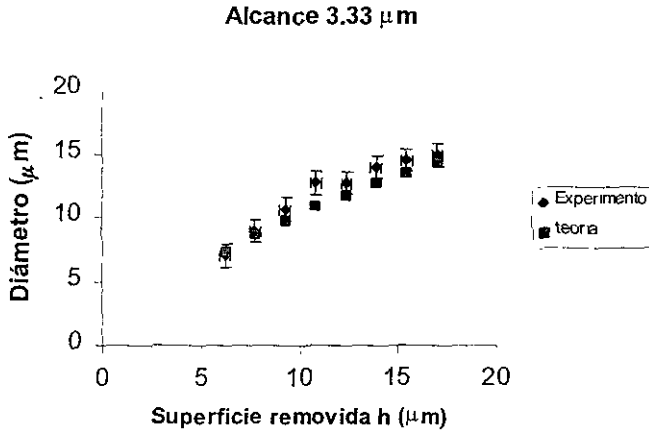
Como se puede observar en las gráficas anteriores (8.1 a 8.6), casi todos los puntos están cerca de los calculados, salvo el que pertenece al primer alcance que es de  $2.19\mu\text{m}$ .

Con el análisis anterior, se eliminó el primer alcance de  $2.19\mu\text{m}$  que corresponde a la energía de  $1.103\text{ MeV}$ . El cálculo del cociente de velocidades de grabado en este caso resulto ser  $V=2.1$ . La gráfica 8.7 representa el diámetro calculado contra la superficie removida.

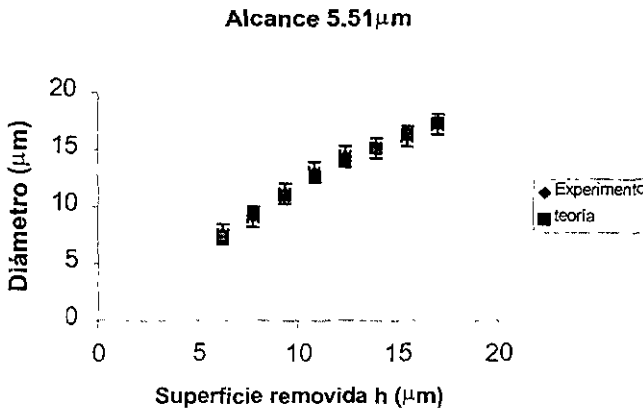


Gráfica 8.7. Cálculos obtenidos teóricamente usando el programa en basic (apéndice B) para una  $V=2.1$ , basándose en el ajuste por mínimos cuadrados

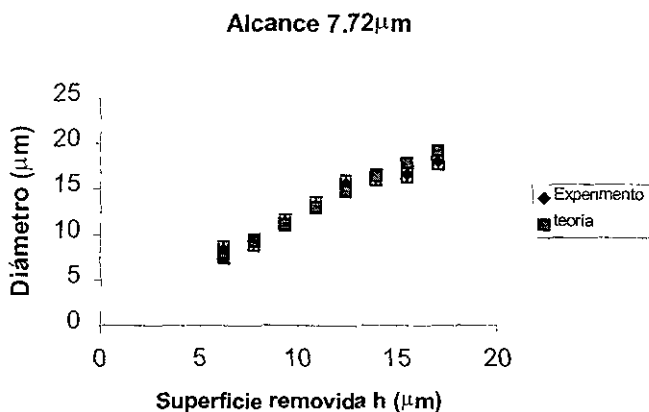
Las siguientes gráficas (8.8 a 8.12, del crecimiento de los diámetros en función de la superficie removida para cada uno de los alcances), muestran en forma separada la comparación de los datos experimentales y los datos teóricos, para  $V=2.1$ .



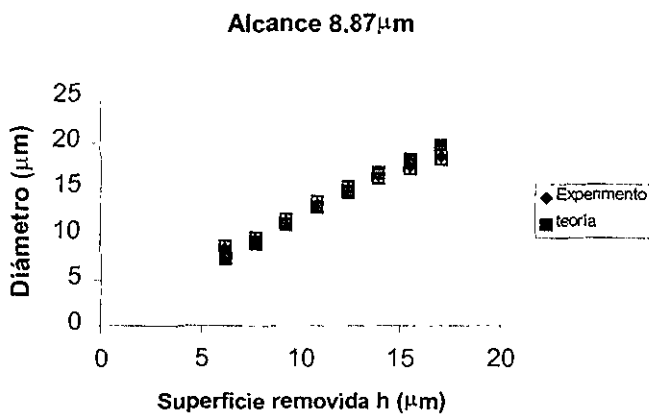
Gráfica 8.8. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente despreciando la primera lectura para el alcance de 3.33  $\mu\text{m}$  y energía de 2.357 MeV.



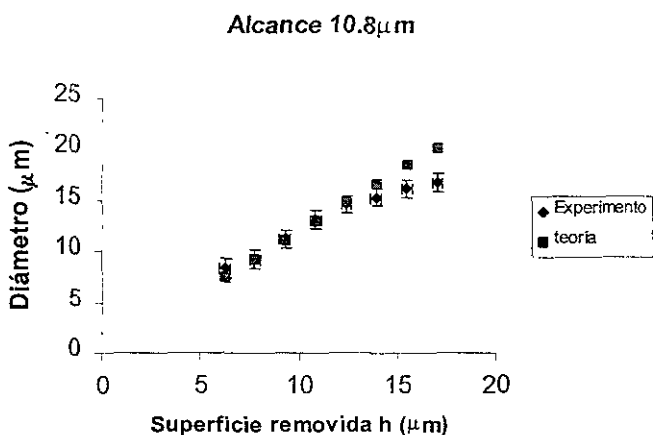
Gráfica 8.9. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente despreciando la primera lectura para el alcance de 5.51  $\mu\text{m}$  y energía de 4.713 MeV.



Gráfica 8.10. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente despreciando la primera lectura para el alcance de 7.72  $\mu\text{m}$  y energía de 7.07 MeV.



Gráfica 8.11. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente despreciando la primera lectura para el alcance de 8.87  $\mu\text{m}$  y energía de 8.248 MeV.



Gráfica 8.12. Representa la comparación del diámetro vs superficie removida calculado teóricamente y obtenido experimentalmente despreciando la primera lectura para el alcance de  $10.8 \mu\text{m}$  y energía de  $9.427 \text{ MeV}$ .

Por la eliminación de la curva que corresponde al alcance de  $2.19 \mu\text{m}$ , se examinó la gráfica 7.5 de la ionización (que son uno de los primeros fenómenos que nos dan información sobre la formación de la traza, ver capítulo III, sección 3.1), se encontró que para el alcance de  $2.19 \mu\text{m}$ , la energía perdida ( $77.95 \text{ eV}/\text{Å}$ ) en la superficie se encuentra por debajo de todas las demás energías (de  $96.78$  a  $107.24 \text{ eV}/\text{Å}$ , que corresponden a los alcances mayores). Esto aclara que el poder de frenado en el material está muy ligado al alcance que tiene la partícula (ver capítulo III, sección 3.1), así como al crecimiento de los diámetros de las trazas.

Para comprobar el modelo de la energía pérdida y el número de radicales que quedan libres se buscó la relación que existía entre el cociente de velocidades de grabado  $V$ , y la pérdida de energía en la superficie (capítulo III, sección 3.1), se ajustó una recta por mínimos cuadrados (apéndice B) en la gráfica 7.6 donde se observa que casi todos los puntos caen dentro de un intervalo, a excepción del primero que se sale del intervalo de energías, y que corresponde al alcance de

2.19 $\mu\text{m}$ . Se forzó a la recta a pasar por cero, con el propósito de ver que efectivamente esta relacionada la energía perdida en el material con el cociente de la velocidad de grabado  $V$ .

La recta ajustada en la gráfica 7.6, sería más creíble si existieran más puntos que efectivamente den una recta que pase por el origen. Sólo que esto no se puede lograr debido a que se tendrían problemas de lectura en las energías más bajas. Y si se hubiese tenido menos energía y se recuerda el análisis de factor cinemático (a menor energía, la energía saliente es menor, ver capítulo VI, gráfica 6.1), sería más difícil observar trazas en un material.

## ***8.1 Análisis de errores.***

### ***8.1.1 Incertidumbres de Grabado.***

En el proceso de grabado se tuvieron algunos errores, básicamente en el cambio de la solución, dado que la solución cambia su PH conforme al tiempo de uso, lo que pudo ocasionar los errores en las lecturas que se tienen en los resultados (gráfica 7.1), por tener una menor superficie removida que la calculada.

Otro posible error es el que se corte la energía eléctrica durante la noche, y la temperatura del baño maría sufre enfriamientos y calentamientos súbitos, afectando el grabado.

### *8.1.2 Incertidumbres de la Lectura.*

Los primeros errores que se tuvieron en la lectura fueron que no se estaba encerrando adecuadamente la traza, se estaba tomando un área mucho menor de la que era realmente; este error fue corregido al leer nuevamente las trazas.

En el plástico bombardeado a 1.5 MeV, las lecturas no fueron muy claras, lo que pudo ocasionar errores en las lecturas.

También al observar las trazas a través del microscopio, hubo ocasiones en las que no se observaron por ambos lados los plásticos LR115. Esto ocurrió entre las 3 y 5 horas de grabado, lo que ocasionaba que existieran plásticos en donde no se podían apreciar con claridad las trazas, dificultando su lectura, es decir, no se encerraban como debería de ser realmente, quizás a eso se deban los repentinos saltos que se tienen en la gráfica 7.1.

Como se tiene que hacer un trazo electrónico una vez que se captura la imagen, variaba el diámetro de la traza dependiendo de la persona que la encerrara, y como al principio fue necesario para la explicación que otra persona encerrara las trazas, se pudieron haber cometido errores en la lectura.

Otro factor pudo haber sido cuando se ajustó el brillo de la pantalla de la PC para poder optimizar el contorno de la traza, el círculo se amplía ó reduce dependiendo de la intensidad del brillo de la pantalla, ocasionando que se encerrara más o menos perímetro de lo que realmente tenía la traza.

## CAPÍTULO IX

### CONCLUSIONES.

Se pudo comprobar que los iones de carbono dejan una trayectoria en el material polimérico LR115. De la teoría de Somogyi, se observó y comprobó que los diámetros de la traza y la trayectoria de la partícula aumenta en función de la energía (gráfica 7.1). Una vez que se conoce el tamaño de los diámetros de las trazas grabadas, es posible conocer la energía que tienen las partículas al ser dispersadas.

La respuesta del LR115 de formación de trazas ante los iones de carbono, es buena en el intervalo de energía de 3 a 10 MeV, ya que en la energía de 1.5 MeV, no se puede afirmar que dicha respuesta ante esta energía también lo sea, porque se presentaron muchos problemas en la lectura.

Para comprobar que la respuesta es buena ante esa energía (1.5 MeV), se tendría que volver a bombardear un nuevo LR115 a una energía de 1.5 MeV, bajo las mismas condiciones que los plásticos irradiados y analizados en este trabajo de tesis. Si ocurriera lo mismo que en este experimento, se estaría comprobando que a energías muy bajas (<2 MeV aprox.) la traza latente es superficial, ocasionando que al grabar el material esta traza latente sea removida, o bien es observada pero su diámetro es muy pequeño por lo que se tendrían lo mismos problemas de lectura que se tuvieron en este experimento.



Las relaciones de diámetro y superficie removida obtenidas experimentalmente después del alcance de  $3.33 \mu\text{m}$ , son muy parecidas a la que se predice en la teoría de evolución de la traza [10], mismas que se observaron en la comparación de las gráficas 7.3 y 8.7; por lo que se puede concluir que la energía inicial de bombardeo debe de ser mayor que  $1.5 \text{ MeV}$ .

El método de mínimos cuadrados es adecuado para obtener un valor confiable de  $V$  (cociente de velocidades de grabado).

En la gráfica 7.6, se comprobó el modelo que se propuso en el capítulo III (sección 3.1), ya que se observa que efectivamente ocurre lo que se había planteado, es decir, que el poder de frenado es proporcional a la velocidad de grabado a lo largo de la trayectoria del ion en el material polimérico estudiado en esta tesis. Se considera esta gráfica válida porque lo que se grafica es el cociente de velocidades de grabado ( $V=V_T/V_B$ ),  $V_B$  se considera constante a lo largo de los procesos de grabado en el experimento, entonces  $V$  es directamente proporcional a  $V_T$  (velocidad de grabado a lo largo de la trayectoria del ion en el material).

Si se conocen  $V$ ,  $h$  y  $R_o$ , es posible calcular las variaciones de cualquier parámetro de la traza durante el grabado químico, considerando la teoría de evolución de la traza (capítulo IV).

Finalmente, a pesar de que no se había estudiado este tipo de polímero en el Instituto de Física de la UNAM, se puede concluir que el comportamiento es muy similar al ya antes estudiado CR39 [12, 13, 14], ya que en ambos casos, en la energía de  $1.5 \text{ MeV}$ , la curva se observa por debajo de las demás.

## APÉNDICE A.

En las siguientes páginas, se explica el proceso de evolución de la traza cuando el haz incide directamente es decir a un ángulo  $\theta = 90^\circ$  respecto a la superficie del material, así como el caso cuando incide a un ángulo arbitrario  $\theta$ .

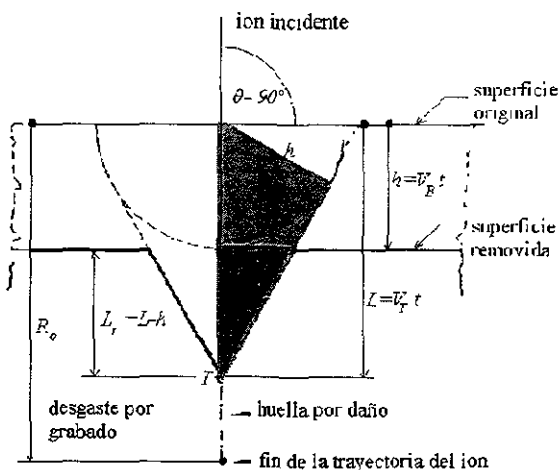


Figura A1

De la figura A1 se puede observar en el triángulo cuyos catetos son  $r$  y  $L_r$  forman un ángulo  $\delta$ , que:

$$\tan \delta = \frac{r}{L_r}$$

Si se toma el triángulo con catetos  $L$  y  $h$ , con el mismo ángulo entre ellos, entonces:

$$\tan \delta = \frac{h}{L}$$

al igualar las dos ecuaciones anteriores y de acuerdo a la figura A1, se observa que

$$L_r = L - h$$

$$\frac{r}{L-h} = \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}} \Rightarrow r = h \frac{L-h}{L^2 - h^2} = h \frac{(L-h)^2}{L^2 - h^2} \Rightarrow r = \frac{L-h}{L^2 - h^2} \quad (A1)$$

Considerando  $V_T$  y  $V_B$ , e igualando se puede ver que

$$\Rightarrow \frac{L}{V_r} = \frac{h}{V_b} \Rightarrow \frac{L}{h} = \frac{V_r}{V_b} = V$$

Introduciendo esta relación en la expresión que obtuvimos del radio (A1)

$$r = h \frac{\frac{L}{h} - 1}{\frac{L}{h} + 1} = h \sqrt{\frac{V-1}{V+1}}$$

como el diámetro es  $2r$  entonces de la expresión anterior se tiene finalmente el diámetro que tiene la traza cuando el haz de partículas incide perpendicularmente.

$$d = 2h \sqrt{\frac{V-1}{V+1}} \quad (A2)$$

### 1. Diámetro $D_1$ (diámetro mayor de la elipse)

Considerando la figura A2 se observa que

$$D = D'' + D' \quad (A3)$$

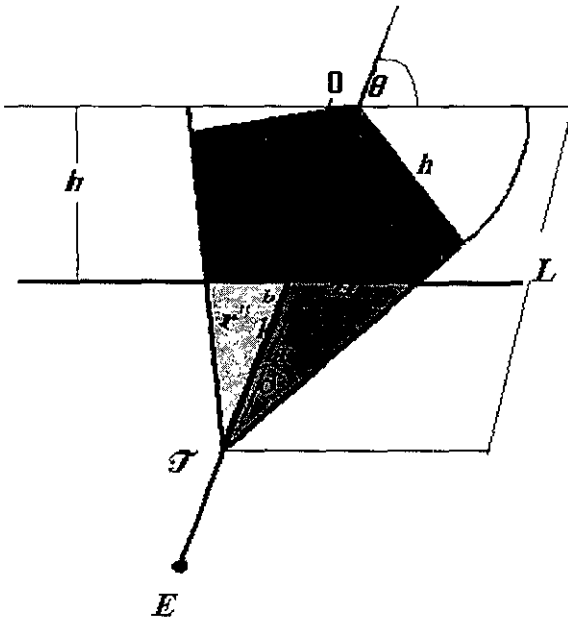


Figura A2

En este caso se toman los triángulos con catetos opuestos  $r''$ ,  $r'$  al ángulo  $\theta$ , e hipotenusas  $D''$ ,  $D'$  respectivamente:

$$\begin{aligned} \operatorname{sen} \theta &= \frac{r''}{D''} \Rightarrow D'' = \frac{r''}{\operatorname{sen} \theta} \\ \operatorname{sen} \theta &= \frac{r'}{D'} \Rightarrow D' = \frac{r'}{\operatorname{sen} \theta} \end{aligned}$$

de los resultados anteriores se toma la ecuación A3

$$D = \frac{r'}{\operatorname{sen} \theta} + \frac{r''}{\operatorname{sen} \theta} \quad (\text{A4})$$

Ahora, si se considera sólo el triángulo que tiene como cateto opuesto  $r'$  e hipotenusa  $D'$  y analizando el formado por los catetos  $w$ ,  $r$ , que tiene por ángulo  $\delta$ , se tiene:

$$\tan \delta = \frac{r}{w} \quad (\text{A5})$$

con

$$w = L - z + k$$

así mismo se observa:

$$\begin{aligned} \operatorname{sen} \theta &= \frac{h}{z} \Rightarrow z = \frac{h}{\operatorname{sen} \theta} \\ \tan \theta &= \frac{r'}{k} \Rightarrow k = \frac{r'}{\tan \theta} \end{aligned}$$

de las ecuaciones anteriores se tiene que si sustituimos en el valor de  $w$

$$w = L - \frac{h}{\operatorname{sen} \theta} + \frac{r'}{\tan \theta}$$

aplicando el resultado anterior a la ecuación A5

$$\tan \delta = \frac{r}{L - \frac{h}{\operatorname{sen} \theta} + \frac{r'}{\tan \theta}}$$

como la trayectoria de la partícula esta señalada en la figura A2 con la letra  $L$ , se puede observar, del triángulo de catetos  $h$  y  $L$ , con ángulo  $\delta$  entre ellos, que:

$$\tan \delta = \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}}$$

como se obtienen dos ecuaciones para la  $\tan \delta$  se igualan y se desarrollan para obtener el radio  $r'$

$$\begin{aligned} \frac{r'}{L - \frac{h}{\text{sen}\theta} + \frac{r'}{\tan\theta}} &= \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}} \Rightarrow r' = \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}} \left( L - \frac{h}{\text{sen}\theta} + \frac{r'}{\tan\theta} \right) \\ r' \left( 1 - \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2} \tan\theta} \right) &= \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}} \left( L - \frac{h}{\text{sen}\theta} \right) \quad (\text{A6}) \\ \Rightarrow r' &= \frac{h \left( \frac{L}{h} \text{sen}\theta - \frac{h}{h} \right)}{\text{sen}\theta \sqrt{\frac{L^2}{h^2} - \frac{h^2}{h^2} - \frac{h}{h} \cos\theta}} \\ r' &= h \frac{(\text{Vsen}\theta - 1)}{\text{sen}\theta \sqrt{V^2 - 1} - \cos\theta} \end{aligned}$$

para obtener el radio  $r''$ , se toma el triángulo formado por los catetos  $h$ ,  $c$  y con un ángulo  $\theta$  entre ellos; también se observa que la trayectoria de la partícula es:

$$\begin{aligned} L &= a + b + c \quad (\text{A7}) \\ \text{sen}\theta &= \frac{h}{c} \Rightarrow c = \frac{h}{\text{sen}\theta} \\ \tan\theta &= \frac{r''}{b} \Rightarrow b = \frac{r''}{\tan\theta} \end{aligned}$$

con los resultados anteriores y tomando en cuenta la ecuación A7, de donde se despeja  $a$  y se sustituyen los valores de  $b$  y  $c$

$$a = L - \frac{h}{\text{sen}\theta} - \frac{r''}{\tan\theta}$$

si tomamos ahora el triángulo formado por los catetos  $r''$  y  $a$ , entonces:

$$\tan \delta = \frac{r''}{a} = \frac{r''}{L - \frac{h}{\text{sen}\theta} - \frac{r''}{\tan\theta}}$$

como en este caso ocurre lo mismo que en la deducción del radio  $r'$ , se igualan las  $\tan \delta$ , se desarrollan y se despeja finalmente el valor de  $r''$  para poder obtener el

valor del diámetro  $D$ , que inicialmente se había marcado como la suma de estos dos radios ( $r'$  y  $r''$ ).

$$\begin{aligned}
 \frac{r''}{L - \frac{h}{\text{sen}\theta}} - \frac{r''}{\tan\theta} &= \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}} \\
 \Rightarrow r'' &= h \frac{V\text{sen}\theta - 1}{\sqrt{V^2 - 1}\text{sen}\theta + \cos\theta} \\
 D &= \frac{h \frac{V\text{sen}\theta - 1}{\text{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1} - \cos\theta} + h \frac{V\text{sen}\theta - 1}{\text{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1} + \cos\theta}}{\text{sen}\theta} \\
 D &= \frac{h(V\text{sen}\theta - 1)(\text{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1} + \cos\theta) + (\text{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1} - \cos\theta)(V\text{sen}\theta - 1)}{\text{sen}\theta(V^2\text{sen}^2\theta - 1)}
 \end{aligned} \tag{A8}$$

Finalmente desarrollando la ecuación anterior y con una serie de simplificaciones se tiene que el diámetro  $D_1$  es:

$$\begin{aligned}
 D &= \frac{2hV\text{sen}^2\theta\sqrt{V^2 - 1} - 2h\text{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1}}{\text{sen}\theta(\text{sen}^2V^2 - 1)} \\
 D &= \frac{2h\sqrt{V^2 - 1}(V\text{sen}\theta - 1)}{(V\text{sen}\theta + 1)(V\text{sen}\theta - 1)} \\
 D &= \frac{2h\sqrt{V^2 - 1}}{V\text{sen}\theta + 1}
 \end{aligned} \tag{A9}$$

## 2. Diámetro mayor $D_2$ (diámetro del Círculo)

De la figura A3, se observa que:

$$D_2 = \frac{D_1}{2} + D_1 - w \tag{A10}$$

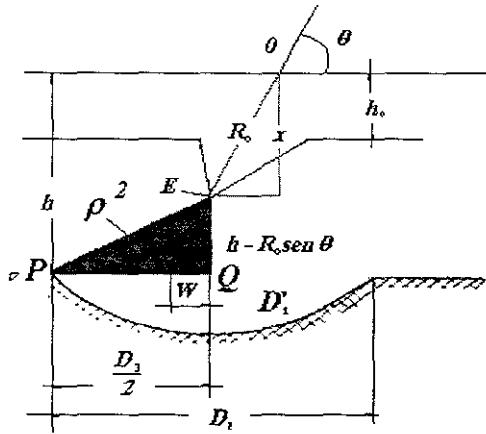


Figura A3.

para determinar  $w$ , simplemente se toma el triángulo con uno de sus catetos  $h - R_0 \text{sen } \theta$ , despejando  $w$  y sustituyendo en la ecuación A10, se llega al valor de  $D_2$

$$\tan \theta = \frac{h-x}{w} \Rightarrow w = \frac{h-x}{\tan \theta} = \frac{h-R_0 \text{sen } \theta}{\tan \theta}$$

$$D_2 = \frac{D_3}{2} + D_1 - \frac{(h-R_0 \text{sen } \theta)}{\tan \theta}$$

como ya se conoce el valor del radio  $r'$ , se sustituye en el resultado anterior

$$D_2 = \frac{D_3}{2} + h \frac{V(\text{sen } \theta - 1)}{\text{sen } \theta \sqrt{V^2 - 1} - \cos \theta} - \frac{(h - R_0 \text{sen } \theta)}{\tan \theta} \quad (A11)$$

se desarrolla por partes la ecuación A11, se toma la primera parte marcada con el índice 1 y se multiplica por un 1 expresado de la siguiente forma:

$$h \frac{V \text{sen } \theta - 1}{\text{sen } \theta \sqrt{V^2 - 1} - \cos \theta} \left( \frac{\text{sen } \theta \sqrt{V^2 - 1} + \cos \theta}{\text{sen } \theta \sqrt{V^2 - 1} + \cos \theta} \right)$$

se tiene que <sup>(1)</sup> es:

$$\begin{aligned}
&= \frac{h(v\operatorname{sen}\theta - 1)(\operatorname{sen}\theta\sqrt{v^2 - 1} + \cos\theta)}{(v\operatorname{sen}\theta + 1)(v\operatorname{sen}\theta - 1)} = \frac{h\operatorname{sen}\theta\sqrt{v^2 - 1}}{v\operatorname{sen}\theta + 1} + \frac{h\cos\theta}{v\operatorname{sen}\theta + 1} \\
&= \frac{h(\operatorname{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1}}{V\operatorname{sen}\theta} + \frac{h\cos\theta}{V\operatorname{sen}\theta + 1} = \frac{1}{2}D_1 + \frac{h\cos\theta}{V\operatorname{sen}\theta + 1}
\end{aligned} \tag{A12}$$

tomando la segunda parte con el índice 2

$$\frac{-hR_o\operatorname{sen}\theta}{\tan\theta} = \frac{-h\cos\theta + R_o\operatorname{sen}\theta\cos\theta}{\operatorname{sen}\theta} \tag{A13}$$

Con los resultados anteriores se puede simplificar antes de sustituirlos en el diámetro

$$\begin{aligned}
^{(1)}_{+}d_2 &= \frac{1}{2}D_1 + \frac{h\cos\theta}{V\operatorname{sen}\theta + 1} + \frac{h(\operatorname{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1})}{V\operatorname{sen}\theta + 1} - \frac{h\cos\theta + R_o\operatorname{sen}\theta\cos\theta}{\operatorname{sen}\theta} \\
&= \frac{1}{2}D_1 + \frac{h\cos\theta - h\cos\theta(V\operatorname{sen}\theta + 1) + R_o\operatorname{sen}\theta\cos\theta}{V\operatorname{sen}\theta + 1} + \frac{R_o\operatorname{sen}\theta\cos\theta}{\operatorname{sen}\theta} \\
&= \frac{1}{2}D_1 + \left(R_o - \frac{hV}{V\operatorname{sen}\theta + 1}\right)\cos\theta
\end{aligned}$$

del resultado anterior es posible obtener el valor de  $D_2$  y desarrollando se llega finalmente al valor presentado en el capítulo 4.

$$\begin{aligned}
D_2 &= \frac{2hV\operatorname{sen}^2\theta\sqrt{V^2 - 1} - 2h\operatorname{sen}\theta\sqrt{V^2 - 1}}{\operatorname{sen}\theta(\operatorname{sen}^2\theta - 1)} = \frac{2h\sqrt{V^2 - 1}(V\operatorname{sen}\theta - 1)}{V^2\operatorname{sen}^2\theta - 1} \\
D_2 &= \frac{2h\sqrt{V^2 - 1}}{V\operatorname{sen}\theta + 1}
\end{aligned} \tag{A15}$$

### 3. Diámetro menor $d_1$ . (diámetro de la elipse)

La obtención de este diámetro es a partir de las siguiente relaciones:

$$\begin{aligned}
CB &= \frac{d_1}{2} \\
AB &= \frac{r' + r''}{2}
\end{aligned}$$

observemos el triángulo con catetos  $x=AC$ ,  $c=BC$  e hipotenusa  $b=AB$ , esto lo usamos ahora al recordar que

$$d = 2r = \sqrt{b^2 - x^2}$$



de donde  $\rho$  se determina por

$$t = \frac{h}{V_b} = \frac{R_0}{V_r} + \frac{\rho}{V_b}$$
$$\Rightarrow \rho = h - \frac{h}{V_b} = h - h_0$$

se sustituye en A17 reorganizando, se llega a que:

$$D_3 = 2\sqrt{R_0\left(\text{sen}\theta - \frac{1}{V}\right)\left[2h - R_0\left(\text{sen}\theta + \frac{1}{V}\right)\right]} \quad (\text{A18})$$

## APÉNDICE B

Para el análisis por mínimos cuadrados se ajustó una curva a la ecuación A18, como lo importante era conocer  $V$ , se derivó con respecto a  $V$ .

$$\begin{aligned} \frac{d}{dV} \left( \sum_{i=1}^n D_e - \sum_{i=1}^n D_t \right)^2 &= 0 \\ \Rightarrow 2 \left( \sum_{i=1}^n D_e - \sum_{i=1}^n D_t \right) \frac{d}{dV} \left( \sum_{i=1}^n D_e - \sum_{i=1}^n D_t \right) &= 0 \\ \text{desarrollando} \\ \sum_{i=1}^n D_e &= \sum_{i=1}^n D_t \end{aligned}$$

donde

$D_e$ = diámetro experimental.

$D_t$ = diámetro teórico.

sustituyendo la ecuación A18

$$\begin{aligned} \left( \frac{\sum_{i=1}^n D_e}{2} \right)^2 - 2 \sum_{i=1}^n h_e R_o + n R_o^2 &= \frac{R_o^2}{V^2} - \frac{2 \sum_{i=1}^n h_e R_o}{V} \\ \Rightarrow V^2 \left[ \left( \frac{\sum_{i=1}^n D_e}{2} \right)^2 - 2 \sum_{i=1}^n h_e R_o + n R_o^2 \right] &+ 2 \sum_{i=1}^n h_e R_o - n R_o^2 = 0 \end{aligned} \tag{B1}$$

resolviendo la ecuación de segundo grado se llega a:

$$V = \frac{-2 \sum_{i=1}^n h_e R_o \pm \sqrt{\left( 2 \sum_{i=1}^n h_e R_o \right)^2 + 4nR_o^2 \left[ \left( \frac{\sum_{i=1}^n D_e}{2} \right)^2 - 2 \sum_{i=1}^n h_e R_o + nR_o^2 \right]}}{2 \left[ \left( \frac{\sum_{i=1}^n D_e}{2} \right)^2 - 2 \sum_{i=1}^n h_e R_o + nR_o^2 \right]} \tag{B2}$$

$n$ = Número de puntos experimentales.

$h_e$ = Superficie removida experimentalmente (gráfica 7.2)

$R_o$  = Alcance que tiene el ion en el material (Capítulo VII)

Con la ecuación B2 se realizó el siguiente programa para conocer  $V$ :

```

10 REM CALCULO DE VELOCIDAD
15 INPUT "DA EL ALCANCE Y LA SUMA DE LOS DIAMETROS =",R,D
20 LET W=2*R*97.788
25 LET N=9*R^2
30 LET O=(36*R^2)*(D-W+N)
35 LET V=(-W-(W^2+O)^.5)/(2*(D-W+N))
40 PRINT "V =", V,W,N,O
50 END

```

y una vez conocido este valor fue posible hacer uso de las ecuaciones A2 y A18 para conocer el diámetro teórico empleando el siguiente programa:

```

10 REM DIAMETROS
20 INPUT "DA EL VALOR DE R0, V ", R0,V
30 LET K=(R0/V)+R0
40 PRINT "K=",K
45 FOR H=4.6566 TO 18.6264 STEP 1.5522
50 IF H<K THEN 70 ELSE GOTO 100
60 PRINT
70 LET D1=2*H*((V-1)/(V+1))^.5
80 PRINT "D1 =", D1
90 GOTO 115
100 LET D2=2*(R0*((V-1)/V)*(2*H-R0*((V+1)/V)))^5
110 PRINT "D2 =", D2
115 NEXT H
120 END

```

El segundo ajuste por mínimos cuadrados se realizó una vez que ya se conocía  $V$  y la energía perdida en la superficie, este ajuste consistió en tratar de que los puntos pasaran por una recta  $y=mx$  obligando a que la ordenada al origen  $b=0$ , de tal forma que se obtuvo lo siguiente:

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dm} \left( \sum_{i=1}^n mx_i - \sum_{i=1}^n y_i \right)^2 &= 0 \\
 \Rightarrow 2 \left( \sum_{i=1}^n mx_i - \sum_{i=1}^n y_i \right) \sum_{i=1}^n x_i &= 0 \quad (B3) \\
 m &= \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i}{\sum_{i=1}^n x_i^2}
 \end{aligned}$$

ESTA TESIS NO SALE  
DE LA BIBLIOTECA

con

$x = dE/dx$  en la superficie.

De acuerdo a la gráfica 7.6, se tiene que:

$$\sum y_i x_i = 1306.521263$$

$$\sum x_i^2 = 29\,383\,962\,94$$

de donde la pendiente es:  $m = 44.4637$

## APÉNDICE C

Las colisiones que pueden tener lugar entre cualquier tipo de partículas, cargadas o sin carga, pesadas o ligeras, están gobernadas por las leyes de conservación de la energía y de momento. Dichas leyes determinan las relaciones entre ángulos de dispersión y retroceso y conducen a resultados que son independientes de los mecanismos detallados de la colisión [54].

Consideremos una partícula de masa  $m_1$  que lleva una cierta velocidad denotada por  $v_1$ , esta partícula choca con otra que se encuentra inicialmente en reposo ( $v=0$ ) y tiene una masa  $m_2$ ; al interactuar ambas partículas, son desviadas un cierto ángulo ( $\theta$  y  $\phi$ ), llevando una velocidad  $v_1'$  y  $v'$  respectivamente (figura C1). La desviación de estas partículas, ha sido estudiada al considerar la conservación del momento lineal y de la energía. Las ecuaciones que determinan la conservación del momento al proyectar paralela y perpendicularmente de acuerdo a la figura C1 son:

$$m_1 v_1 = m_1 v_1' \cos \theta + m_2 v' \cos \phi \quad (C1)$$

$$0 = m_1 v_1' \sin \theta - m_2 v' \sin \phi \quad (C2)$$

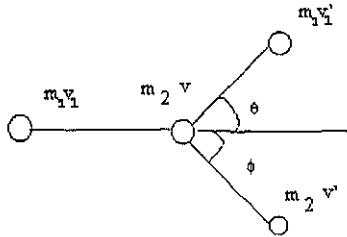


Figura C.1. Choque de una partícula con otra inicialmente en reposo.

Y la conservación de la energía es entonces:

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1'^2 + \frac{1}{2} m_2 v'^2 \quad (C3)$$

## BIBLIOGRAFÍA.

- [1] Vargas, Carlos Alejandro; Detección de neutrones rápidos por trazas en policarbonatos; Tesis de Licenciatura; Facultad de ciencias, UNAM 1982.
- [2] Fleischer, Robert L; *Nuclear Tracks in solids*; 1975  
F. Ziegler James; New uses of ion accelerator; New York and London.
- [3] A. F. Hafez, M. A. Kotb and G. I. Khalil; *Radiation Measurements*; 28 (1997) 671-674.
- [4] Robert L. Fleischer; *Nuclear Instrument and Methods*, 147 (1977) 1-10.
- [5] F. Bagnoli, F. Bochicchio and S. Bucci; *Radiation Measurement* 31 (1999) 347-350.
- [6] D. Hidebrand, G. Reitz and G. Bucker; *Nuclear Instrument and Methods* 147 (1977) 18-24.
- [7] F. H. Ruddy, H.B. Knowles, S.C. Luckstead and G.E. Tripart; *Nuclear Instrument and Methods* 147(1977) 25-40.
- [8] Salamone, Joseph; *Polimeric Materials Encyclopedia*; Editor in Cref; Vol. 6.
- [9] Somogyi; *Nuclear Instrument and Methods* 134; (1976)129.
- [10] Somogy G., Szalay S.A.; *Track-diameter kinetics in dielectric track detectors*; *Nuclear Instrument and Methods* 109; (1973)211- 232.
- [11] J. Rickards; *La Física de las Radiaciones en la Materia*. Dirección General de Divulgación de las Ciencias, UNAM. México, D. F. 2001.
- [12] V. Romo, J. Rickardas, G. Espinosa and J.I. Golzarri; *The response of Cr-39 Polycarbonate to Energetic Carbon Ions*; *Radiation Protection Dosimetry* 85(1999)459-462.
- [13] J. Rickards, V. Romo, J.I. Golzarri, and G. Espinosa; *Use of a low energy accelerator to study mechanisms of track formation in plastic detectors: carbon ions in CR-39*; *Revista Mexicana de Física* 46(4) 314-319; Agosto 2000.

- [14] Romo Hernández Rojas Vanesa Paola; Producción y análisis de trazas de iones de carbono en CR.-39; Tesis de Licenciatura, Facultad de ciencias, UNAM 2000.
- [15] J.F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark; TRIM; Ver. 92.12. Pergamon Press, New York, 1985.
- [16] López Sánchez Erick Javier; Sensibilidad del método PIXE excitado con He para estudiar óxidos; Tesis de Licenciatura, Facultad de ciencias, UNAM, 2001.
- [17] W. E. Burcham; Nuclear Physics and Introduction; Logman; second edition 1993.
- [18] Eisberg Robert; Resnick Robert; Física Cuántica; Limusa. México D. F. 1997.
- [19] J. Miranda; Técnicas analíticas de origen nuclear, un curso introductorio; 2da ed. IFUNAM, Física Experimental, México 2000.
- [20] W.K. Chu, J.W. Mayer y M. A. Nicolet; Backscattering Spectrometry; Academic Press; New York , 1978.
- [21] I Curso regional sobre Aplicaciones de los Aceleradores de Partículas; Instituto de Física de la UNAM; Departamento de Física Experimental; México D.F. 30 de agosto al 10 de septiembre de 1993.
- [22] Xorge A. Domínguez; Química orgánica fundamental; Editorial Limusa. México, 1980; 1era edición. Capítulo 24, pagina 436.
- [23] A. Geissman; Principios de química orgánica; Editorial Reverté; 2da. Edición; Cap. 18, pp 532-567.
- [24] Fred W. Bilmeyer; Ciencia de los polímeros; Editorial Reverté. México 1978.
- [25] Henry Rokoff, Norman C. Rose; Química orgánica fundamental; Editorial Limusa; México 1978. Sexta edición, Cap. 22, pp 789-799.
- [26] Herman F, Mark; Encyclopedia of Polimer Science and Tecnology; Interscience Publishers a division of Hohn Wiley; New York London, Sidney, Vol. 3.

- [27] Malcolm Pl Stevens; Polymer Chemistry and Introduction; Oxford University Press; Second Edition, 1990.
- [28] S. Di Liberto and P. Ginobbi; Nuclear Instrument and Methods 147; (1977) 75-78.
- [29] [www.paraIax.com.mx/tecnomaq/plásticos.html](http://www.paraIax.com.mx/tecnomaq/plásticos.html)
- [30] Kodak.ch/ES/es/corp/historia/paraTodos.shtml.
- [31] Suárez Torres Sara; Métodos empleados para determinar el grado en películas de Nitrato de Celulosa; Facultad de Química; Tesis de Licenciatura, UNAM, México 1998.
- [32] Urea Barrón Ernesto; Estructura propiedades y aplicaciones; Editorial Limusa; México 1975.
- [33] Uribe Velasco, Miguel; Los Polímeros síntesis y caracterización; Editorial Limusa; México 1980.
- [34] Arias Martínez, Carlos Humberto; Estudio de diferentes técnicas de grabado en detectores de trazas; Tesis de Licenciatura; Facultad de Ciencias UNAM 1979.
- [35] R. Barrillon, M. Fromm, A. Chambaudet, R. Katz, J.P. Stoquert and A. Pape; Radiation Measurement; 31 (1999) 71-75.
- [36] Seymour, Raymond B.; Polymer Chemistry; Editorial Mardel Dekker, Inc; Third Edition, 1992.
- [37] Urea Barrón, Ernesto; Polímeros, México 1975.
- [38] G. Espinosa; Trazas Nucleares en Sólidos; UNAM; 1994. (ISBN-968-36-4219-5)
- [39] Gamboa de Buen María Isabel; Determinación de Uranio en agua por detectores por trazas en sólidos (DTES); Tesis de Licenciatura; Facultad de ciencias UNAM 1983.
- [40] R. P. Henke and E. V. Benton; On Geometry of Tracks in Dielectric Nuclear Track Detector; Nucl. Inst. and Methods, 97 (1971) 483-489).



- [41] D. H Francisco; Distribución Radial del daño por radiación con iones pesados.
- [42] R. Katz; Formation of Etchable Tracks in Plastic; Nucl. Tracks 7 (1983) 31-34.
- [43] L. Fleisher; J. Appl. Phys. 36 3645 (1965).
- [44] E. V. Benton; Charged particle tracks in polimer No.4, U. S. Nav. Rad. Def. Lab., San Francisco, Calif; 1967.
- [45] H. G. Paretzke; Radiat. Effects 34 (1977)3-8.
- [46] J. Miranda, L. Rodríguez-Fernández, O. G. De Lucio, K. López and J. A. Harada. Revista Mexicana de Física **46** (4) (2000)367-372.
- [47] Esbaide Adem Chahin (coordinadora); Una ventana hacia la investigación en Física; J. Rickards, Cap. XIX, UNAM, FCE. México, 2000.
- [48] Glasstone; La energía atómica; Compañía editorial Continental; segunda Edición español, 1960.
- [49] [www.pelletron.com](http://www.pelletron.com)
- [50] Espinosa, G. And Gammage. R.B.; Digital Imagin system for Track Measurements; Rad. Measurements. Vol 28, 835(1997).
- [51] Amero Tello Carlos Daniel; Análisis de energías de partículas alfa utilizando el método de trazas nucleares en sólidos; Tesis de Licenciatura, Facultad de ciencias, UNAM, 2000.
- [52] Jandel Corporation; MOCHA; Ver. 1.2.
- [53] Berta Oda Noda; Introducción al análisis gráfico de datos experimentales; Dpto. de Física, Facultad de Ciencias, UNAM; México D. F. 1987.
- [54] Azorín Nieto Juan; Introducción a la Física Nuclear; Ediciones Científicas AZVEG. México D.F. 1997.