

Bitácora 1: Rayos X

Sofía Álvarez López & Daniel Dorado Toro

Universidad de los Andes - Departamento de Física

Laboratorio Intermedio 2021

Fecha de Realización: jueves 26 de agosto 2021, 16:00

I. Objetivos

- Estudiar la producción de rayos X para diferentes materiales y condiciones de producción.
- Medir el espectro característico de rayos X para Cu (cobre) y Mo (Molibdeno) usando diferentes cristales como analizadores.
- Verificar experimentalmente la ley de desplazamiento de Duane-Hunt y calcular la constante de Planck, h .
- Medir la atenuación de rayos X cuando inciden sobre placas metálicas y obtener los coeficientes de absorción de cada material.
- Calcular el cambio en longitud de onda de un fotón de rayos X debido al efecto Compton.
- Medir el cambio de intensidad del espectro característico en función de voltaje y corriente del ánodo.

II. Marco Teórico

El descubrimiento de los rayos X fue un hecho fortuito. Mientras hacía estudios sobre tubos de rayos catódicos en 1895, Wilhelm Röntgen notó que una placa con platino-cianuro de bario emitía fluorescencia cuando el tubo estaba encendido, incluso estando la placa a aproximadamente 2 metros de distancia y el tubo cubierto con cartón [1]. Este descubrimiento lo hizo merecedor del premio Nobel de Física en 1901 y, además, marcó el inicio de una serie de investigaciones cuyas aplicaciones son invaluable, como la radiología médica y la cristalografía de rayos X.

Los rayos X son una forma de radiación electromagnética altamente energética que hacen parte de una clase de fenómenos conocidos como radiación. La radiación se produce cuando las partículas cargadas aceleran y los campos eléctrico y magnético asociados transportan energía irreversiblemente hacia el infinito [2]. Usualmente, los rayos X se producen en un tubo como el de la figura 1,

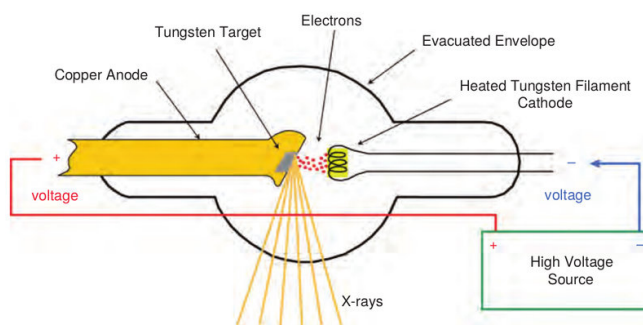


Figura 1. Estructura y montaje de un tubo de rayos X. (Imagen tomada de [3]).

Cuando cualquier partícula cargada (electrones, en el caso de la imagen) viaja a gran velocidad y se desacelera al chocar contra un blanco metálico (de Tungsteno, en este caso), se producen rayos X. Para que esto ocurra, primero debe calentarse el ánodo; tal que, por efecto termiónico, los electrones sean emitidos y, posteriormente, acelerados por una diferencia de potencial (U_A) entre el cátodo y el ánodo del tubo. Es importante notar que los rayos X se producirán únicamente a un voltaje mínimo que está fuertemente relacionado con el material metálico usado como blanco [4]. Por ello, se denominan *Rayos*

X característicos (correspondientes al material del que está conformado el ánodo). Otros blancos usados son el Cobre y el Molibdeno [5], a los que les será medido el espectro característico de rayos X en este experimento.

En el tubo, los rayos producidos a partir de electrones se pueden generar vía dos procesos diferentes. El primero es por *bremsstrahlung*, o radiación de frenado. Cuando un electrón de alta velocidad choca con el blanco metálico, rápidamente desacelera. Como dijimos previamente, del electromagnetismo sabemos que una partícula acelerada emite radiación [2]. En este caso, la radiación emitida por los electrones se da en forma de rayos X, los cuales generarán un espectro continuo [4], conocido como radiación blanca. Consideremos el espectro de radiación para ambos el Cobre y el Molibdeno,

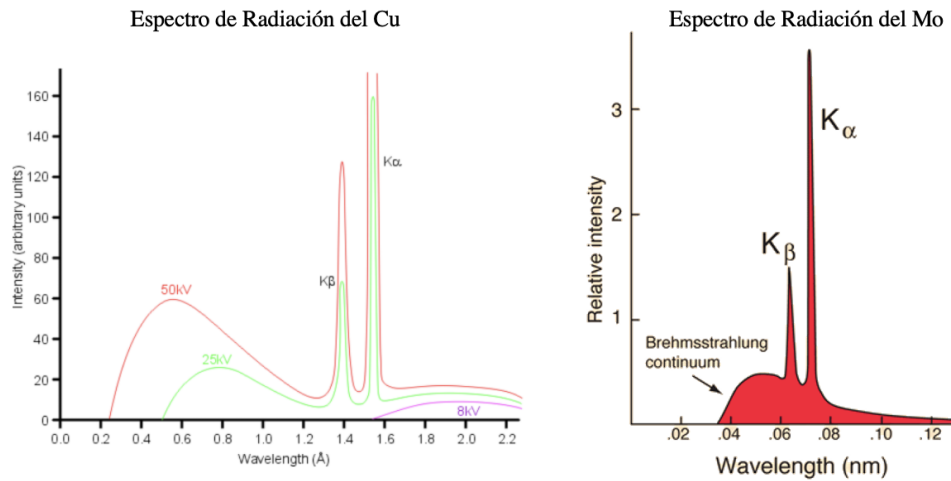


Figura 2. Espectros de radiación para Cu y Mo. Note que, para el Cobre, se presentan 3 espectros, para diferentes valores de U_A . La radiación blanca corresponde a la parte continua del espectro y, los picos, a la radiación característica. (Imágenes tomadas de [6] y [7]).

Note que, por debajo de cierta longitud de onda (aproximadamente $\lambda = 0,2 \text{ \AA}$ con $U_A = 50 \text{ kV}$ en Cu y $\lambda = 0,4 \text{ \AA} = 0,04 \text{ nm}$ para Mo), la intensidad de la radiación es cero. Llamemos a esta longitud de onda λ_{\min} . Esta está relacionada con la mayor pérdida energética, E_{\max} , a través de la siguiente ecuación,

$$E = e \cdot U_A = \frac{hc}{\lambda}$$

Donde e es la carga elemental, U_A el voltaje de aceleración (en kV), h la constante de Planck y c la velocidad de la luz. Es mucho más común ver esta ecuación de la siguiente forma,

$$\lambda = \frac{12,398}{U_A} \text{ \AA} \approx \frac{12,40}{U_A} \text{ \AA}.$$

Esta expresión se conoce como la ley de Duane-Hunt; y establece que, si el voltaje de aceleración del tubo de rayos X aumenta, la longitud de onda más pequeña que se puede alcanzar, λ_{\min} , reducirá.

El segundo proceso por el que se generan los rayos X es el que produce la radiación característica. Esta ocurre cuando un electrón incidente en el blanco tiene la energía suficiente para desprender un electrón de uno de los orbitales interiores de un átomo del material del ánodo. Esta vacancia es rápidamente llenada por un electrón de uno de los orbitales más externos, el cual emitirá un fotón de rayos X, caracterizado por la diferencia de energía entre ambos niveles [6]. Esto generará un espectro discreto que es único al material, conocido como radiación característica, y que corresponde a los picos de alta intensidad K_α y K_β de la imagen 2. De acuerdo con esta gráfica, las longitudes de onda correspondientes a estos picos ocurren en los valores descritos en la tabla I [6].

Ánodo	K_{α}	K_{β}
Cu	1,54184 Å	1,39222 Å
Mo	0,71073 Å	0,63229 Å

Cuadro I

LONGITUDES DE ONDA, EN Å, PARA LAS TRANSICIONES K_{α} Y K_{β} DE CU Y MO.

Consideremos, por ejemplo, las transiciones energéticas permitidas para un átomo de Cobre.

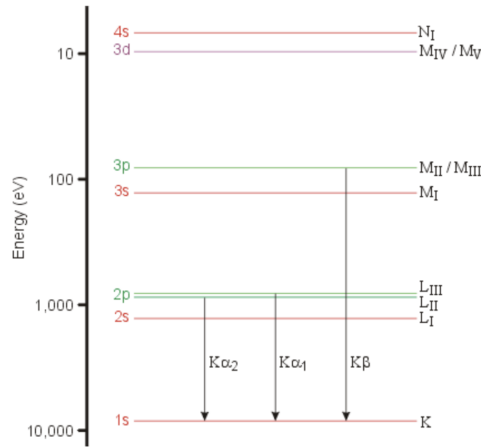


Figura 3. Niveles de energía electrónicos para un átomo de Cobre (Imagen tomada de [6]).

Como podemos ver en la imagen 3, las líneas características en este tipo de espectro se denominan K, L, M... y corresponden a las transiciones a orbitales con número cuántico principal $n = 1, 2, 3, \dots$. Cuando dos orbitales en una transición son adyacentes (por ejemplo, $3 \rightarrow 2$), decimos que tenemos una transición α . Cuando dos orbitales están separados por otra capa (por ejemplo, $3 \rightarrow 1$), la línea se denomina β [6]. Debido a que la transición para β es mayor que para α , (i.e. $E_{\beta} > E_{\alpha}$), la ley de Duane-Hunt nos dice que $\lambda_{\beta} < \lambda_{\alpha}$, como podemos ver claramente, para ambos el Cu y el Mo, en la figura 2.

Es importante notar que, como vemos en la imagen 3, hay dos líneas α para el Cobre. Esto es porque, a mayor resolución, podemos encontrar un doblete con diferencia energética muy baja (aproximadamente 20eV), que resulta en dos longitudes de onda muy cercanas, $K_{\alpha 1} = 1,54056 \text{ Å}$ y $K_{\alpha 2} = 1,54439 \text{ Å}$ [4]. Note que solamente hay 3 transiciones permitidas. Esto ocurre debido a que existen unas reglas de selección, así como el principio de exclusión de Pauli, que establecen que solamente los electrones de un orbital p pueden llenar la vacancia del electrón emitido.

II-A. Atenuación de rayos X

La atenuación es la reducción en la intensidad de un haz de rayos X a medida que atraviesa la materia. Dicha disminución es el resultado de fenómenos de absorción, como el efecto fotoeléctrico, o de dispersión, como el efecto Compton (ver Sección de Ejercicios). Supongamos que queremos ver el factor de atenuación de un haz al atravesar una pared de espesor d . Debido a estas interacciones, la intensidad de los rayos X decae exponencialmente,

$$I = I_0 e^{-\mu(\lambda, Z)d}$$

Donde I_0 es la intensidad del rayo emitido, I su intensidad luego de atravesar el material de espesor d y μ el coeficiente de absorción lineal [4], que mide la facilidad de penetración de un rayo X en un material determinado. Este último depende de la energía (longitud de onda) de los rayos X incidentes y el número atómico Z del material del que está hecho el blanco, como podemos ver a continuación [8].

$$\frac{\mu}{\rho} = k\lambda^2 Z^3.$$

Aquí, ρ es la densidad del material y k es una constante que depende de la longitud de onda del haz. Esta tomará un valor determinado dependiendo de si este λ es mayor o menor a la longitud de onda característica de las transiciones en el K-ésimo cascarón de un átomo del material [4].

II-B. Difracción de Rayos X

Gracias al descubrimiento de los rayos X, en 1915 W. H. Bragg y W. L. Bragg recibieron el premio Nobel en física por el descubrimiento de la difracción de rayos X. Esta es una técnica no-destructiva que permite caracterizar materiales de estructura cristalina [9] que está gobernada por la ley de Bragg. Dicha ley explica la relación entre un haz incidente de rayos x en una superficie cristalina y su reflexión en ella [10]. Consideremos la red cristalina de la figura 4,

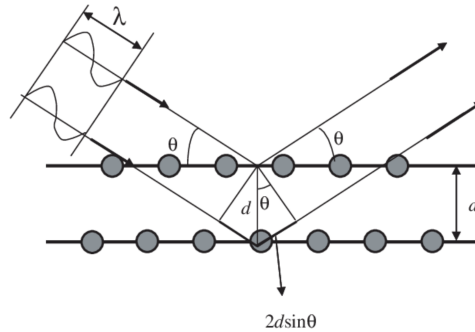


Figura 4. Ley de Bragg en una red cristalina. Imagen tomada de [11].

Podremos obtener los picos de Bragg (i.e. picos de intensidad de los rayos X difractados característicos de cada estructura cristalina), siempre y cuando el ángulo de incidencia θ sea igual al ángulo de difracción y la diferencia en la longitud de camino entre los haces sea un múltiplo entero de la longitud de onda. Si estas dos condiciones se satisfacen, la radiación dispersada tendrá una interferencia constructiva y el cristal habrá reflejado los rayos X [10]. Esto ocurre para,

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Donde d es la distancia interplanar (i.e. entre los planos) de la red y n el orden de la difracción. Note que la condición de máxima intensidad nos permite calcular detalles de la estructura cristalina. O, en caso de que esta sea conocida, podemos encontrar la longitud de onda de los rayos-X incidentes en el cristal [12], cambiando únicamente el ángulo de incidencia θ .

III. Ejercicios

III-A. Ejercicio 1

1. La ley de Moseley es una ley empírica, enunciada por Henry Moseley en 1913, que establece que la raíz cuadrada de la frecuencia de un rayo X emitido por un átomo es aproximadamente proporcional a su número atómico [13]. Más precisamente,

$$\nu = A(Z - b)^2,$$

donde ν es la frecuencia de los rayos X, Z es el número atómico y A, b son constantes que dependen del tipo de línea (e.g. K, L, M); es decir, de la transición energética permitida para un material en particular.

Esta fórmula puede derivarse a partir del modelo atómico de Bohr. La energía de un fotón emitido por una transición atómica es

$$E = h\nu = \frac{m_e(Z - b)^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right),$$

donde h es la constante de Planck, ν es la frecuencia del fotón de rayos X, m_e es la masa de electrón, e es la carga del electrón, Z es el número atómico, b es una constante que corresponde a una corrección por la carga efectiva del núcleo y $n_{f/i}$ son los números cuánticos de los niveles de energía final e inicial, respectivamente. En particular, a través de resultados empíricos para las transiciones K_α se determinó que $b = 1$, $n_f = 1$ y $n_i = 2$. Así,

$$\nu = \frac{E}{h} = \left(\frac{3}{4h} \right) (Z - 1)^2 (13,6 \text{ eV}).$$

2. Los espectros del Cobre (Cu) y Molibdeno (Mo) en el rango de los rayos X podemos verlos a la izquierda y derecha, respectivamente, de la imagen 2. Asimismo, las longitudes de onda, en Å, de los picos (transiciones) de los espectros característicos de ambos elementos los encontramos en la tabla I. Note que, en el eje y de estas gráficas, tenemos la intensidad de los espectros. Es fácil ver que, en ambos casos, la transición que esperamos con mayor intensidad es la K_α [4].
3. El efecto Compton es la dispersión de un fotón a través de su interacción con una partícula cargada, usualmente un electrón. El efecto fue descubierto por A.H. Compton en 1923 al estudiar la dispersión de rayos X. Compton encontró que la longitud de onda de la radiación dispersada aumenta en $\Delta\lambda$; y que dicho incremento depende solamente del ángulo de dispersión y no de la intensidad de la radiación incidente [14].

El efecto Compton se explica considerando una colisión elástica entre un fotón y un electrón en reposo. Consideremos un fotón incidente de energía $E = h\nu$ y momentum $p = h\nu/c$ que colisiona con un electrón libre inicialmente en reposo. Si el fotón es dispersado con un momento \vec{p}' a un ángulo θ respecto a la dirección del momentum inicial y el electrón retrocede con momentum \vec{p}_e , la conservación del momentum implica que

$$\vec{p} = \vec{p}_e + \vec{p}',$$

lo cual conduce a

$$p_e^2 = |\vec{p} - \vec{p}'|^2 = p^2 + (p')^2 - 2pp' \cos \theta = \frac{h^2}{c^2} [\nu^2 + (\nu')^2 - 2\nu\nu' \cos \theta].$$

Consideremos ahora la conservación de la energía. Las energías del electrón antes y después de la colisión están dadas por

$$E_0 = m_e c^2$$

$$E_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4} = h \sqrt{\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' \cos \theta + \frac{m_e^2 c^4}{h^2}}.$$

Como las energías de los fotones incidente y dispersado son $E = h\nu$ y $E' = h\nu'$, respectivamente, la conservación de la energía exige que

$$h\nu + m_e c^2 = h\nu' + h \sqrt{\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' \cos \theta + \frac{m_e^2 c^4}{h^2}}.$$

Al dividir lo anterior por h y restando ν' de ambos lados, se obtiene que

$$\nu - \nu' + \frac{m_e c^2}{h} = \sqrt{\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' \cos \theta + \frac{m_e^2 c^4}{h^2}}.$$

Procediendo a elevar ambos lados al cuadrado y simplificando,

$$\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' + 2(\nu - \nu') \frac{m_e c^2}{h} + \frac{m_e^2 c^4}{h^2} = \nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' \cos \theta + \frac{m_e^2 c^4}{h^2}$$

$$(\nu - \nu') \frac{m_e c^2}{h} = \nu\nu'(1 - \cos \theta)$$

$$\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta).$$

Al multiplicar por c ambos lados de esta ecuación, obtenemos el cambio en la longitud de onda:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta) = 2\lambda_C \sin^2(\theta/2),$$

donde $\lambda_C = h/(m_e c)$ es la longitud de onda de Compton.

III-B. Ejercicio 2

1. Para poder realizar el experimento adecuadamente, es necesario tener en cuenta algunas variables que, potencialmente, podrían afectar su desarrollo. Veamos algunas de ellas.
 - Los campos eléctricos y magnéticos externos pueden tener un alto impacto sobre el desarrollo del experimento. Sabemos que, entre el ánodo y el cátodo de nuestro tubo de rayos X, debe existir una diferencia de potencial U_A , que es la responsable de acelerar los electrones una vez desprendidos del cátodo. Sin este potencial, no se podrían generar los rayos X en el experimento ya que no tendríamos partículas aceleradas. Ahora, si tenemos un campo externo cercano (bien sea eléctrico o magnético) y de suficiente magnitud, el voltaje U_A puede verse afectado. O, peor aún, las trayectorias de los electrones (al ser partículas cargadas) se podrían ver cambiadas o deflectadas haciendo que, quizá, no choquen con el blanco del ánodo. Esto afectaría (y podría disminuir) la producción de rayos X, afectando las mediciones experimentales.
 - La temperatura del ambiente no debería ser una variable de mayor influencia en el experimento. Para que la temperatura ambiente alcanzara a afectar la difracción de rayos X, se necesitaría que esta fuera bastante elevada. Nunca tendremos una temperatura tan alta que afecte este fenómeno. Ahora, la temperatura del cristal sí puede ser una variable con un gran potencial de afectación al desarrollo del experimento. La estructura cristalina del material puede ser sensible a la temperatura; viéndose, incluso, deformada a temperaturas muy elevadas. Si el cristal que estamos estudiando ya no guarda las propiedades de una red cristalina, puede ocurrir que ya no se satisfaga la ley de Bragg (al verse afectadas las propiedades del cristal) y, por tanto, sería imposible determinar, por ejemplo, la longitud de los rayos X incidentes, afectando el desarrollo del experimento. No obstante, para realmente afectar considerablemente al experimento, la temperatura del cristal debe ser muy elevada.
 - La alineación del equipo usado en el experimento es un factor crucial. Si este no se encuentra adecuadamente alineado y calibrado, los ángulos medidos en la difracción de los rayos X (y, por tanto, sus longitudes de onda) serán diferentes a los valores esperados. Entonces, el equipo no podrá tomar, de manera adecuada y precisa, los valores que queremos medir.
 - Las impurezas en el cristal afectan la estructura molecular del cristal y en consecuencia la difracción de rayos X debido a que la estructura cristalina se encuentra distorsionada. La magnitud puede ser importante dependiendo de la concentración de impurezas. De la misma forma que con la temperatura, pueden dejar de satisfacerse las propiedades características de las estructuras cristalinas, así como la ley de Bragg, y sería imposible la medición de las longitudes de onda de los rayos X incidentes.
 - Si el detector se encuentra saturado, la sensibilidad se verá afectada (pues no se podrán medir los conteos debidos a los electrones incidentes) y no se podrá medir la difracción dada en el cristal.
 - Los rayos X externos pueden ser un factor de gran afectación en nuestro experimento. Si estos llegasen a ser detectados en nuestras mediciones, incurriríamos en errores sistemáticos que derivarían en mediciones experimentales equivocadas para nuestros espectros de rayos X.
2. Los efectos de los campos externos se pueden minimizar al proteger el montaje experimental en una especie de jaula de Faraday. Asimismo, mantener apagadas las fuentes de campos eléctricos y magnéticos externos al montaje puede minimizar el impacto negativo sobre nuestro experimento. Ahora, mientras la temperatura del cristal no sea mucho mayor a la temperatura ambiente, esta no representará un problema. En consecuencia, se debe procurar no exponer los cristales a fuentes de calor de manera prolongada, para evitar aumentar demasiado la temperatura del cristal. Asimismo, podemos

limitar sus tiempos de exposición a los rayos X (tal que estos no sean muy prolongados) y tener lapsos entre intervalos de exposición, con el fin de que la alta energía consecuencia de la exposición a los rayos X no eleve sustancialmente la temperatura del cristal. Considerando al contador de Geiger-Müller, es importante no someterlo a niveles de emisión de rayos X muy elevados o por tiempos prolongados, con el fin de que no se sature y pueda realizar los conteos adecuadamente.

En cuanto a las impurezas, no es posible manipular esto, puesto que no estamos sintetizando el cristal y solo contamos con los cristales del laboratorio. En contraste, lo que sí podemos controlar es la alineación del equipo. Para mitigar los errores asociados a la alineación, debemos calibrar el equipo entre mediciones como se sugiere en la metodología.

Por otra parte, podemos proteger el montaje con un material como el plomo que evita que los rayos X externos penetren e interfieran con las mediciones.

IV. Montaje Experimental

El montaje experimental para esta práctica consiste de 6 elementos fundamentales. Primero, una unidad de Rayos X básica de 35 kV marca Phywe, que podemos ver a la izquierda de la imagen 5. Además, dos cristales para la difracción: uno de Fluoruro de Litio (LiF) y otro de Bromuro de Potasio (KBr). Asimismo, un contador de Geiger-Müller con cable BNC y sus respectivos filtros, un computador con el Software especializado para las mediciones (ver imagen derecha de la figura 6), dos tubos desmontables de rayos X (uno de Cobre (Cu) y otro de Molibdeno (Mo)), y varias láminas metálicas de diferentes materiales y espesores.

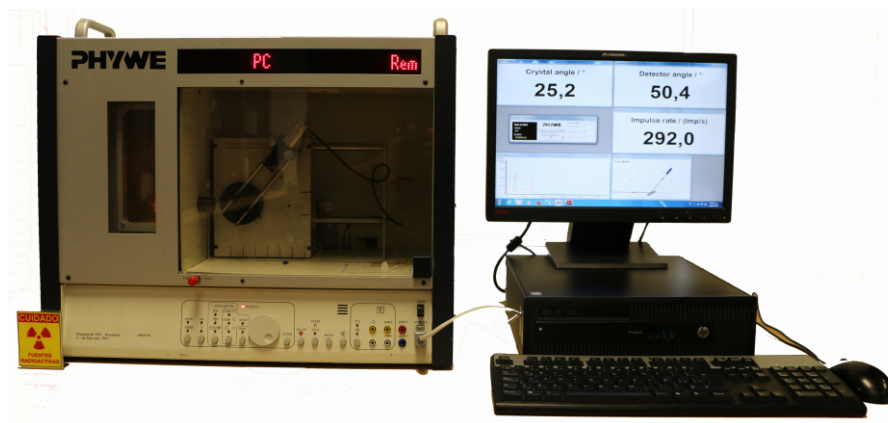


Figura 5. Montaje experimental para la práctica. A la izquierda podemos ver la unidad de Rayos X básica de 35 kV Phywe, tubo contador con cable BNC y filtros y el tubo desmontable de rayos X de Cobre. Todo esto, conectado al computador con el Software especializado de la derecha (Imagen tomada de [4]).

Podemos ver, a la izquierda de la imagen 5, que la unidad de rayos X tiene varios controles y selectores, los cuales se pueden apreciar más fácilmente en la imagen 6.



Figura 6. Detalle de los botones, controladores y selectores de la unidad de rayos X (Imagen tomada de [4]).

La funcionalidad de cada uno de los selectores se describe a continuación.

1. Rueda controladora.
2. Botón de *Enter*.
3. Selector de alto voltaje, HV, o corriente, I.
4. Selector entre *Timer* y *Gate*.
5. 5.1: Selector de control manual o automático del goniómetro.
- 5.2: Selector de movimiento (de arriba hacia abajo) de contador, cristal y modo acoplado cristal-tubo contador.
- 5.3: Selector de ángulo inicial, ángulo final y paso angular.
- Nota:** Una vez realizado este procedimiento, es necesario oprimir *Enter*, usando el botón 2, para confirmar los valores.
6. Botón de encendido de alto voltaje HV.
7. Botón para iniciar o frenar una medición.
8. Botón para reiniciar la medición. Aquí, el tubo y el cristal volverán a su posición inicial.
9. Botón para activar o desactivar el parlante que emite un sonido por cada detección en el contador.
10. 10.1: Selector de salida de voltaje en forma análoga.
- 10.2: Salida del voltaje análogo que se relaciona con el valor angular de cristal o del tubo contador.
- 10.3: Salida de voltaje proporcional al número de conteos.
11. Input de voltaje (hasta 500 V) para ingresarlo al área experimental.
12. Switch de luz.
13. Conector para PC/RS232. Si está correctamente conectado, ilumina el LED 14. Con esta conexión, toda la unidad puede ser controlada desde el computador. Para salir del modo PC, reinicie la unidad.
14. LED indicador de conexión con PC.
15. Seguro de la unidad.

V. Procedimiento Experimental

Este experimento consta de 5 partes, descritas a continuación.

V-A. Calibración del equipo de Rayos X

Para poder llevar a cabo el experimento adecuadamente, es necesario calibrar la unidad de rayos X PHY-WE de 35kV. Para esto, deben seguirse los siguientes pasos.

1. Instalar el tubo de rayos X con ánodo de Cobre en la unidad de rayos X. Para permitir la máxima intensidad de radiación, insertar, en el orificio de salida del haz, el diafragma tubular con el diámetro más ancho. Conecte el diafragma al contador Geiger-Müller, y no lo retire para los pasos subsecuentes del experimento.
2. Montar el cristal de Fluoruro de Litio (LiF) sobre la base giratoria del equipo.

3. Cerrar y asegurar la puerta del equipo.
4. Ajustar el voltaje a 35kV y la corriente a 1mA, usando el botón 3 y la rueda 1 del panel de control de la unidad de rayos X, mostrada en la imagen 6. (**Nota:** Para seleccionar el valor, es necesario presionar el botón 2, *Enter*).
5. Presionar el botón 5.2 para seleccionar el modo acoplado (En este caso, el cristal con el tubo Geiger-Müller).
6. Girar la rueda hasta 22.6°. En este ángulo es donde esperamos obtener la máxima intensidad para la combinación del cristal de LiF y la fuente de Cu.
7. Presionando el botón 6, encender la fuente de alto voltaje. Si por alguna razón no se enciende, abrir y cerrar la puerta. (**Nota:** Es importante cerciorarse de que la puerta quede bien cerrada y con el seguro puesto, como vemos en el elemento 15 (esquina superior izquierda) de la imagen 6).
8. Presionando el botón 5.2, cambiar el modo acoplado (previamente seleccionado en el paso 5), al modo cristal o tubo Geiger-Müller. Alternar estos modos y moverlos cada 0.1°, buscando el máximo de intensidad en la radiación. (**Nota:** Es importante asegurarse en todo momento de mantener la relación 2 : 1 entre el ángulo del tubo y el cristal).
9. Regresar nuevamente al modo acoplado, presionado nuevamente el botón 5.2. Leer la posición del ángulo y la desviación con respecto al ángulo teórico 22.6°, en este caso. (Por ejemplo, si el ángulo medido es de 23°, la desviación será de +0.4°).
10. Apagar el alto voltaje usando el botón 6.
11. Girar la rueda (elemento 1) para realizar la corrección en la posición (en el ejemplo descrito previamente, tocaría llevarla hasta -0.4°. Presionar en esta posición el botón *Enter*. Automáticamente, la lectura del ángulo cambiará en el equipo a 0°).

Nota: Cada vez que se cambie el cristal, debe verificarse y/o repetirse la calibración del equipo.

V-B. *Rayos X característicos del Cobre*

Para esta parte del experimento, se determinarán las líneas K_{α} y K_{β} del espectro característico del Cobre. Con el fin de lograr este objetivo, deben seguirse los pasos enumerados a continuación,

1. Para permitir la máxima intensidad, usar el diafragma de diámetro más grande en la salida del tubo de rayos X.
2. Cerrar y asegurar la puerta del equipo.
3. Tomando como referencia la imagen 6, conectar la unidad de Rayos X al computador, por medio de la salida 13.
4. Encender la unidad de rayos X y abrir el programa *Measure* en el computador. Elegir la opción correspondiente a “Rayos X”.
5. Seleccionar en el menú: Archivo/Nueva Medida/.
6. Introducir en el cuadro de diálogo del programa las condiciones descritas a continuación:

- | | |
|--|---|
| ■ Tipo de medida: Espectro. | ■ Corriente de emisión: 1 mA. |
| ■ Datos en X: Ángulo del Cristal. | ■ Tiempo de integración: 3 s. |
| ■ Tensión constante: 35 kV. | ■ Modo rotación: acoplado 2 : 1. |
| ■ Cristal: LiF. | ■ Ángulo de inicio: 3°. |
| ■ Absorbedor: Sin absorbedor. | ■ Ángulo de parada: 55°. |
| ■ Filtro: Sin filtro. | ■ Incremento del ángulo: 0.1°. |

7. Seleccionar “continuar” en el programa y, seguidamente, guardar el espectro de rayos X. **NO** guardar la imagen de la gráfica. Exportar los datos y realizarla posteriormente en algún Software de preferencia.
8. Repetir el mismo procedimiento para el cristal de KBr.
9. Todos estos mismos pasos se pueden realizar también para generar el espectro característico del Molibdeno (Mo), usando los dos cristales de LiF y KBr.

V-C. *Absorción de Rayos X*

Ahora, nos interesa estudiar la absorción de rayos X como función de la espesor d de un material. Para ello, deben seguirse los pasos descritos a continuación,

1. Instalar el tubo de rayos X con ánodo de Cobre en el equipo e insertar, en el orificio de salida del haz, el diafragma más grande.
2. Montar el cristal de LiF sobre la base giratoria.
3. Cerrar y asegurar la puerta del equipo.
4. Encender la unidad de rayos X y abrir el programa *Measure* en el computador. Elegir la opción correspondiente a “Rayos X”.
5. Seleccionar en el menú: Archivo/Nueva Medida/.
6. Medir la radiación ambiental aplicando, en el programa, un voltaje de $U_A = 0\text{kV}$. En altas tasas de conteo, puede realizarse una corrección teniendo en cuenta el tiempo muerto del contador Geiger,

$$N^* = \frac{N}{1 - \tau N^*},$$

con $\tau = 90 \mu\text{s}$.

7. Introducir en el cuadro de diálogo del programa las condiciones descritas a continuación:

- | | |
|--|---|
| ■ Tipo de medida: Espectro. | ■ Corriente de emisión: 1 mA. |
| ■ Datos en X: Ángulo del Cristal. | ■ Tiempo de integración: 50 s o mayor. |
| ■ Tensión constante: 30 kV. | ■ Modo rotación: acoplado 2 : 1. |
| ■ Cristal: LiF. | ■ Ángulo de inicio: 6°. |
| ■ Absorbedor: Sin absorbedor. | ■ Ángulo de parada: 16°. |
| ■ Filtro: Sin filtro. | ■ Incremento del ángulo: 1°. |

Nota: Nunca exponer el tubo contenedor a la radiación primaria por un largo tiempo. Siempre usar un tiempo de 50 segundos, o mayor, tal que el número de pulsos sea siempre mayor a 1000. Si la cantidad de pulsos es pequeña, la radiación del ambiente puede afectar la medición. Esta radiación puede ser determinada si el voltaje $U_A = 0\text{V}$.

8. Para el Aluminio (Al) y el Zinc (Zn), realizar un barrido sin material y luego otro con material (incrementando su espesor) con el fin de determinar la atenuación.

V-D. *Dependencia de la intensidad del voltaje y corriente del ánodo.*

Ahora, nos interesa conocer la dependencia del voltaje y la corriente del ánodo. Para esto, es necesario usar el cristal de LiF y el tubo de rayos X de Cu y seguir los pasos descritos a continuación,

1. Seleccionar un rango de medición entre 19° y 24° con el fin de observar claramente el espectro característico del Cobre.
2. Usando un tiempo de integración de 2 s y una resolución de 0.1°, realice las mediciones con los siguientes rangos de voltaje y corriente:
 - Con corriente constante de 1mA, variar el voltaje entre 35 kV y 11 kV, en pasos de 2 kV a 3 kV por medición.
 - Con voltaje constante de 35 kV, variar la corriente entre 1mA y 0,1mA en pasos de 0,1mA.

V-E. *Ley de Duane-Hunt*

Para esta última actividad, nos interesa estudiar experimentalmente la Ley de Duane-Hunt. El procedimiento a seguir para esta parte del experimento se describe a continuación,

1. Utilizar el diafragma/colimador de 2 mm, el cristal de LiF y el tubo de rayos X del Cu. El tiempo de exposición debe ser de 2 s, la corriente $I_A = 1 \text{ mA}$ y, la resolución angular, de 0.1°
2. Registrar el espectro continuo en un rango de 3° a 21°, para diferentes valores de alto voltaje entre 35 kV y 13 kV, con pasos de 2 kV.
3. Encontrar la longitud de onda mínima, λ_{\min} , a la cual se empieza a producir *Bremstrahlung*.

REFERENCIAS

- [1] D. Attwood y A. Sakdinawat. *X-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications*. 2da Edición. Cambridge University Press., 2017.
- [2] D. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. 4ta Edición. Cambridge University Press., 2017. ISBN: 9781108420419.
- [3] Ioannis Androulakis. «An introduction to Computed Tomography for Coronary Artery Calcium Scoring». En: jun. de 2017.
- [4] N. Barbosa. *Rayos X*. Laboratorio Intermedio - Universidad de los Andes., 2021.
- [5] E. Dietz y D. Preston. *The art of experimental physics*. Wiley., 1991.
- [6] University of London. *Generation of X-rays*. URL: <http://pd.chem.ucl.ac.uk/pdnn/inst1/xrays.htm> (visitado 01-07-2006).
- [7] R. Nave. *Characteristic X-Rays*. URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/xrayc.html>.
- [8] M H McKetty. «The AAPM/RSNA physics tutorial for residents. X-ray attenuation.» En: *Radiographics* 18.1 (1998). PMID: 9460114, págs. 151-163. DOI: 10.1148/radiographics.18.1.9460114. eprint: <https://doi.org/10.1148/radiographics.18.1.9460114>. URL: <https://doi.org/10.1148/radiographics.18.1.9460114>.
- [9] Rajiv Kohli y K.L. Mittal. «Chapter 3 - Methods for Assessing Surface Cleanliness». En: *Developments in Surface Contamination and Cleaning, Volume 12*. Elsevier, 2019, págs. 23-105. ISBN: 978-0-12-816081-7. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-816081-7.00003-6>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780128160817000036>.
- [10] W.L. Bragg. *The Crystalline State*. Vol. I. New York: The Macmillan Company, 1934.
- [11] Hiroshi Nakamura. «Colloidal Crystals -Self-Assembly of Monodispersed Colloidal Particles». En: (ago. de 2021).
- [12] Steven T. Thornton y Rex. *Modern Physics for Scientists and Engineers*. Saunders College Publishing, 1993.
- [13] H. G. Moseley. «The high-frequency spectra of the elements. part II.» En: (1914), págs. 703-713.
- [14] N. Zettili. *Quantum mechanics: concepts and applications*. Chichester, U.K. Wiley, 2009.