

GUIONES DE TÉCNICAS EXPERIMENTALES III

Laboratorio de Física Cuántica

Tercer curso del Grado de Física



Departamento de Física de Partículas
Universidad de Santiago de Compostela

CURSO 2025/2026

Índice general

Instrucciones importantes	7
1. La serie de Balmer (SB)	8
1.1. Objetivos del experimento	8
1.2. Introducción	8
1.2.1. Fundamentos	8
1.2.2. Un poco de historia	9
1.2.3. Reglas de selección y estructura fina	11
1.3. Equipo experimental	12
1.3.1. Lista del instrumental y material necesario	12
1.3.2. Descripción del equipo experimental	13
Lámpara de Balmer	13
Espectrogoniómetro	13
1.3.3. Instrucciones de seguridad	13
Lámpara de Balmer y su fuente de alimentación	13
Espectrogoniómetro	14
1.4. Método	14
1.5. Resultados y conclusiones	15
1.5.1. A realizar en el laboratorio	15
2. El experimento de Franck–Hertz de neón (FH-Ne)	16
2.1. Objetivos del experimento	16
2.2. Introducción	16
2.2.1. Fundamentos	16
2.3. Equipo experimental	18
2.3.1. Lista del instrumental y material necesario	18
2.3.2. Descripción del equipo experimental	19
Tubo de Franck-Hertz	19
Fuente de alimentación para el tubo	19
Segunda fuente de alimentación	19
Amplificador de corriente	19
2.3.3. Instrucciones de seguridad	21
Tubo de Franck-Hertz	21
Fuente de alimentación para el tubo	21
Amplificador de corriente	21
2.4. Método	21
2.5. Resultados y conclusiones	24
2.5.1. A realizar en el laboratorio	24

3. Difracción de electrones (DE)	26
3.1. Objetivos del experimento	26
3.2. Introducción	26
3.2.1. Fundamentos	26
3.2.2. Un poco de historia	29
3.3. Equipo experimental	29
3.3.1. Lista del instrumental y material necesario	29
3.3.2. Instrucciones de seguridad	29
3.4. Método	30
3.5. Resultados y conclusiones	31
3.5.1. A realizar en el laboratorio	31
4. Rayos catódicos: Determinación de la relación carga/masa del electrón (RC)	32
4.1. Objetivos del experimento	32
4.2. Introducción	32
4.2.1. Fundamentos	32
Deflexión magnética	33
Compensación de campos	33
Deflexión eléctrica	34
4.2.2. Un poco de historia	34
4.3. Equipo experimental	35
4.3.1. Lista del instrumental y material necesario	35
4.3.2. Descripción del equipo experimental	35
Tubo de rayos catódicos con cruz de Malta	35
Tubo de Thomson	36
4.3.3. Instrucciones de seguridad	37
Tubos de rayos catódicos	37
4.4. Método	37
4.4.1. Tubo de rayos catódicos con cruz de Malta	37
4.4.2. Medida de la relación carga/masa y velocidad del haz de los electrones en un tubo de Thomson	38
Por medio de deflexión magnética	38
Por medio de compensación de campos	40
Por medio de deflexión eléctrica	40
4.5. Resultados y conclusiones	41
4.5.1. A realizar en el laboratorio	41
5. El Contador Geiger-Müller (GM)	43
5.1. Objetivos del experimento	43
5.2. Introducción	43
5.2.1. Fundamentos	43
La radiactividad natural	43
El Contador Geiger-Müller	44
5.3. Equipo experimental	45
5.3.1. Lista del instrumental y material necesario	45
5.4. Método	45
5.4.1. El ruido de fondo	46
5.4.2. La distribución estadística	46
5.4.3. Estudio del poder de penetración de la radiación	47
5.4.4. Variación de la tasa de recuento con la distancia	48
5.4.5. Determinación de la radiación emitida por fuentes naturales y artificiales: radiación del ^{40}K en el cloruro potásico	48

5.4.6.	Comportamiento de los rayos β y γ en un campo magnético	49
5.5.	Resultados y conclusiones	49
5.5.1.	A realizar en el laboratorio	49
6.	Dispersión de Rutherford (RU)	51
6.1.	Objetivos del experimento	51
6.2.	Introducción	51
6.2.1.	Un poco de historia	51
6.2.2.	Fundamentos	52
6.3.	Equipo experimental	53
6.3.1.	Lista del instrumental y material necesario	53
6.3.2.	Descripción del equipo experimental	53
Cámara de dispersión de Rutherford	54	
Fuente de partículas α : preparado de $^{241}_{41}\text{Am}$	54	
Láminas de oro y aluminio y portaobjetos con rendija colimadora	54	
Bomba de vacío	54	
Detector semiconductor, preamplificador discriminador y contador decimal	54	
6.3.3.	Instrucciones de seguridad	55
6.4.	Método	55
6.4.1.	Medida del fondo	55
6.4.2.	Medida de la tasa de dispersión en función del ángulo	55
6.4.3.	Determinación del número atómico del aluminio	59
6.5.	Resultados y conclusiones	59
6.5.1.	A realizar en el laboratorio	59
7.	Efecto Zeeman (EZ)	60
7.1.	Objetivos del experimento	60
7.2.	Introducción	60
7.2.1.	Un poco de historia	60
7.3.	Equipo experimental y montaje	60
7.3.1.	Lista del instrumental y material necesario	60
7.3.2.	Descripción del equipo experimental	61
Lámpara de cadmio y electroimán	61	
Sistema óptico	61	
7.4.	Fundamentos	62
7.4.1.	Términos atómicos	62
7.4.2.	Efecto Zeeman	62
Efecto Zeeman normal	63	
Efecto Zeeman anómalo	64	
7.4.3.	Interferómetro Fabry-Perot	65
7.5.	Método	69
7.5.1.	Efecto Zeeman normal	69
7.5.2.	Efecto Zeeman anómalo	70
7.6.	Resultados y conclusiones	71
7.6.1.	A realizar en el laboratorio	71
8.	El experimento Frank-Hertz de mercurio (FHg)	73
8.1.	Objetivos del experimento	73
8.2.	Introducción	73
8.2.1.	Un poco de historia	73
8.2.2.	Fundamentos	73
8.3.	Equipo experimental	74
8.3.1.	Lista del instrumental y material necesario	74

8.3.2. Instrucciones de seguridad	75
8.4. Método	75
8.5. Resultados y conclusiones	77
8.5.1. A realizar en el laboratorio	77
10. Bibliografía	79

Instrucciones importantes

- Es obligatoria la asistencia al laboratorio. Se pasará lista.
- Es obligatorio leer el guion de la práctica que toca antes de entrar al laboratorio.
- Cada pareja hará **6 prácticas** en 6 sesiones de aproximadamente 4 horas cada una.
- En cada pareja, una persona realizará el análisis y tratamiento más detallado de los datos de **2 prácticas** y la otra de otras 2. Una de esas prácticas será designada por el equipo docente en el laboratorio. La otra será de libre elección.
- Los resultados se redactarán con atención en forma de **memoria** para su corrección. Se entregarán dos memorias en formato pdf (1 por cada práctica, < 1 MB por archivo) en el **campus virtual**, debidamente identificados del siguiente modo:
ApellidosNombre_FQ_practica_2026.pdf
- En caso de que falte un miembro de la pareja, la otra persona hará la práctica en solitario. La persona que falte podrá utilizar el último día asignado a su grupo para recuperar la sesión, en solitario o con otra persona que necesite recuperar esa misma práctica.

Estructura de la memoria:

- **Introducción** breve y precisa sobre el fundamento e interés de la práctica.
- **Material y métodos.**
- **Resultados** con las representaciones gráficas convenientes.
- **Discusión** de los resultados **y conclusiones.**
- **Anexos:**
 - Los datos experimentales que se tomen durante la ejecución de la práctica. Incluir las observaciones e incidencias sobre la toma de datos.
 - Tratamiento de incertidumbres. Se usará el sistema internacional.

Práctica 1

La serie de Balmer (SB)

1.1. Objetivos del experimento

- Observación de las tres líneas visibles H_α , H_β y H_γ del espectro del átomo de hidrógeno, que son las tres primeras líneas de la serie de Balmer.
- Medida de las longitudes de onda de las tres líneas visibles del espectro del átomo de hidrógeno mediante la descomposición, por una red de difracción, de la luz emitida por una lámpara de hidrógeno.
- Determinación de la constante de Rydberg.

1.2. Introducción

1.2.1. Fundamentos

Cuando un haz de luz de longitud de onda λ_i incide perpendicularmente sobre una red de difracción, se producen varios órdenes de difracción, dando lugar, sobre una pantalla, a una serie de máximos de intensidades decrecientes a partir de la dirección incidente del haz. Cada uno de estos máximos de intensidad se produce con un ángulo $\pm\theta_n$ respecto a la dirección de incidencia, que viene dado por la condición:

$$\sin(\theta_n) = \frac{n\lambda_i}{d} \quad (1.1)$$

donde d es la constante de la red de difracción (es decir, la distancia entre cada serie de planos atómicos de la red cristalina), y n el orden de difracción del pico (un número entero incluido el cero).

Para $n = 0$ se obtiene un máximo de intensidad para ángulo cero (Figura 1.1), sea cual fuere la longitud de onda: todas las longitudes de onda se superponen en esa dirección. Para $n = 1$ tenemos el primer máximo de difracción. Su posición en la pantalla dependerá de la longitud de onda. Si el haz está compuesto de varias longitudes de onda obtendremos, en posiciones separadas en la pantalla, tantas líneas como colores corresponden a las distintas longitudes de onda. Para $n = 2$ tenemos líneas menos intensas que para $n = 1$ y a ángulos mayores (más lejos del centro de la pantalla). A medida que aumenta el índice de difracción, n , el ángulo crece y la intensidad decrece rápidamente, por lo que no es esperable observar muchos conjuntos de líneas de difracción.

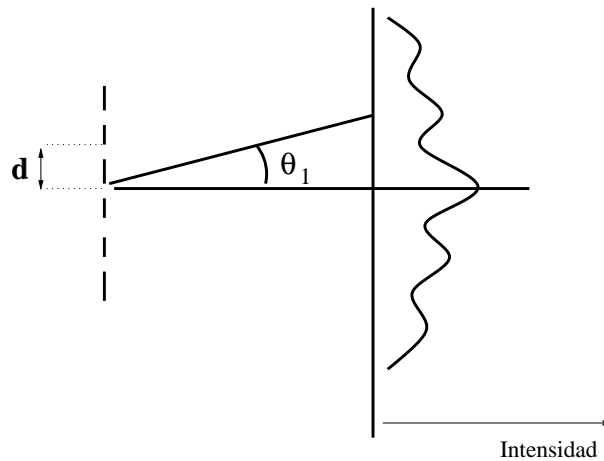


Figura 1.1: Ángulo del primer máximo de difracción para un haz monocromático que incide perpendicularmente a la rendija.

Para obtener la longitud de onda correspondiente a la primera línea de un color concreto basta medir el ángulo al que aparece e insertarlo en la siguiente ecuación ($n = 1$):

$$\lambda_i = d \sin(\theta_1) \quad (1.2)$$

1.2.2. Un poco de historia

Una de las mayores fuentes de información para determinar la estructura de un átomo de un elemento cualquiera es el conocimiento de la radiación emitida y absorbida por ese átomo. Cuando la radiación emitida por un gas de átomos o moléculas a baja presión es dispersada por un prisma o por una red de difracción, se obtiene un espectro discreto de líneas de diferentes longitudes de onda.

Es de esperar que el hidrógeno, por ser el más sencillo de los átomos, tenga el espectro más simple; sin embargo, no es un espectro fácil de obtener debido a la dificultad de manipular hidrógeno atómico puro en el laboratorio. La línea espectral más intensa fue detectada en 1853 por A. J. Ångström, pero la primera serie extensa no se midió hasta 1881, en las primeras fotografías de espectros estelares obtenidas por Sir W. Huggins.

En 1885, trabajando sobre medidas de la radiación astronómica, J.J. Balmer descubrió que se podía explicar las posiciones de todas las líneas conocidas del espectro del hidrógeno aplicando una sencilla fórmula empírica, que se conoce desde entonces como **fórmula de Balmer**:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] \quad (1.3)$$

donde λ es la longitud de onda de la línea espectral, m y n son números enteros y R es una constante.

En 1889, J. Rydberg descubrió que las líneas del espectro de muchos metales se ajustaban a la siguiente fórmula empírica:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{(n+b)^2} - \frac{1}{(m+c)^2} \right] \quad (1.4)$$

siendo λ la longitud de onda de la línea espectral; m y n , números enteros; b y c , constantes que dependen de la serie de líneas, y R una constante, que durante algún tiempo se pensó que sería universal, independiente del elemento y de la línea, y cuyo valor es¹:

$$R = 1.097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} \quad (1.5)$$

Resulta evidente que la fórmula de Balmer es el caso particular de la de Rydberg cuando $b = c = 0$. Las líneas de la llamada **serie de Balmer** para el hidrógeno (Figura 1.2) se obtienen de la fórmula empírica haciendo $n = 2$ y $m = 3, 4, 5, \dots$

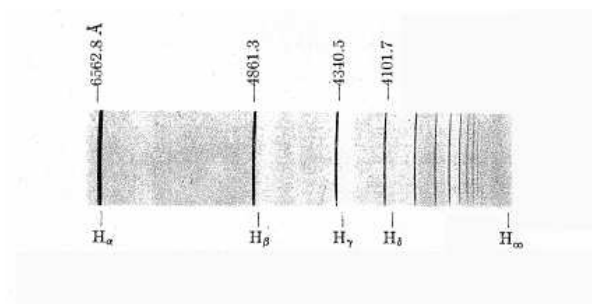


Figura 1.2: Las líneas del espectro de Balmer obtenidas sobre una placa fotográfica. Se observan líneas en el ultravioleta que no se aprecian en el espectro visible. H_∞ denota la posición teórica en al que se encontraría el límite de la serie.

La **serie de Lyman** fue encontrada posteriormente, y corresponde a valores de $n = 1$ y $m = 2, 3, 4, \dots$. Las longitudes de onda de esta serie están en el ultravioleta.

En 1913, Niels Bohr propuso un modelo para el átomo de hidrógeno en el que una serie de hipótesis clásicas y cuánticas conducían a un conjunto discreto de niveles de energía permitidos para el electrón. Estos niveles se caracterizaban por un “número cuántico principal n ”, que tomaba todos los valores enteros a partir de 1. Las transiciones del electrón desde niveles superiores a $n = 2$ hacia el nivel $n = 2$ ocurren mediante la emisión de fotones cuya energía es predicha por el modelo y resulta ser muy aproximada a los valores obtenidos mediante la fórmula empírica de Balmer.

Con posterioridad, la mecánica ondulatoria de Schrödinger (1926) proporcionó un esquema teórico más coherente para predecir los niveles de energía de un electrón en un átomo de hidrógeno. Si no se tiene en cuenta el espín del electrón y se toma como única interacción entre el protón y el electrón la interacción de Coulomb, la ecuación de Schrödinger para el átomo de hidrógeno conduce a una cuantificación de los niveles de energía del átomo que es la misma que la obtenida por el modelo de Bohr: la energía de cada nivel está determinada por un número cuántico principal n . Las líneas espectrales de la serie de Balmer corresponden a las transiciones electrónicas que finalizan en el nivel $n = 2$. La serie de Lyman corresponde a las transiciones al nivel fundamental $n = 1$. En la Figura 1.3 se muestra estos estados de energía correspondientes.

¹El valor teórico de la constante de Rydberg puede obtenerse a partir de la resolución de la ecuación de Schrödinger. Para el átomo de hidrógeno tendríamos:

$$R_H = \frac{\mu c \alpha^2}{2h} = \frac{1}{4\pi} \frac{\mu c^2}{\hbar c} \alpha^2$$

donde $\mu = m_e m_p / (m_e + m_p)$ es la masa reducida del electrón y $\alpha = e^2 / (4\pi \epsilon_0 \hbar c)$ es la constante de estructura fina. También se suele definir la constante de Rydberg para el caso ideal de un núcleo de masa infinita:

$$R_\infty = \frac{1}{4\pi} \frac{m_e c^2}{\hbar c} \alpha^2$$

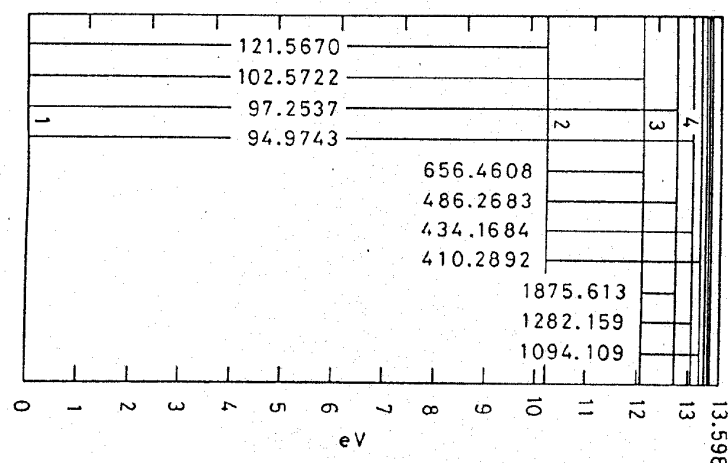


Figura 1.3: Esquema de las primeras transiciones del átomo de hidrógeno. Se indican las longitudes de onda en nm.

1.2.3. Reglas de selección y estructura fina

La resolución de la ecuación de Schrödinger lleva a describir los estados del átomo de hidrógeno, Ψ_{nlm} , mediante tres números cuánticos n, ℓ, m de manera que $\ell = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ y $m = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, \dots, \ell - 1, \ell$ cuya energía a primer orden sólo depende de n .

$$E_n = -\frac{\mu c^2 \alpha^2}{2n^2} \quad (1.6)$$

Consideremos dos estados del átomo que denotamos por $|a\rangle$ y $|b\rangle$. La probabilidad² por unidad de tiempo de que el átomo emita espontáneamente un fotón de energía $\hbar\omega = E_a - E_b$ es igual a

$$W_{ab} = \frac{4e^2\omega^3}{3\hbar c^3} (|\langle a|x|b\rangle|^2 + |\langle a|y|b\rangle|^2 + |\langle a|z|b\rangle|^2) \quad (1.7)$$

Si los estados son $|a\rangle = |nlm\rangle$ y $|b\rangle = |n'\ell'm'\rangle$, para que las integrales correspondientes a $\langle n\ell m|x|n'\ell'm'\rangle$, $\langle n\ell m|y|n'\ell'm'\rangle$ y $\langle n\ell m|z|n'\ell'm'\rangle$ no sean nulas, es necesario que se verifique la siguiente regla:

$$\Delta\ell = \ell' - \ell = \pm 1 \quad \Delta m = m' - m = 0, \pm 1 \quad (1.8)$$

Por lo tanto, las transiciones posibles de la serie de Balmer serán en general $2s\text{-}np$, $2p\text{-}ns$, $2p\text{-}nd$ con $n = 3, 4, 5, \dots$ (Figura 1.4).

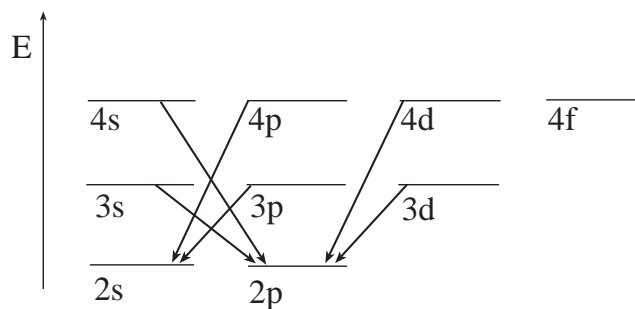


Figura 1.4: Transiciones permitidas de la serie de Balmer.

²Nos restringimos aquí a transiciones dipolares.

Sin embargo, efectos relativistas como la dependencia de la masa del electrón con la velocidad y el acoplamiento espín-órbita hacen que las energías de los niveles con diferente momento angular orbital \mathbf{l} y de espín \mathbf{s} (aunque con el mismo n) sean ligeramente distintas. El desplazamiento de la energía ΔE_{nlj} debido a ambos efectos depende sólo del momento angular total $\mathbf{j}=\mathbf{l}+\mathbf{s}$. Si el autovalor de \mathbf{j}^2 es $j(j+1)\hbar^2$, entonces se tendrá que, para un cierto valor de ℓ , j será $j = |\ell - \frac{1}{2}|, \dots, |\ell + \frac{1}{2}|$ (para $\ell = 0$ entonces $j = \frac{1}{2}$) siendo su tercera componente $m_j = m_\ell + m_s$. La energía de un estado caracterizado ahora por los números nlj del átomo de hidrógeno es³:

$$E_{nlj} = E_{nl} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (1.9)$$

donde E_{nl} es la energía que viene dada por la ecuación (1.6)⁴. La corrección en la ecuación anterior aparece con una dependencia adicional de $1/n$ (además de la $1/n^2$ que proviene de E_{nl}), lo cual implica que la separación de niveles es más importante para los estados de n bajo. Las transiciones tienen ahora una regla de selección adicional para el número cuántico j .

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (1.10)$$

Consecuentemente, en el caso de la serie de Balmer, las transiciones permitidas son $2s_{\frac{1}{2}}-np_{\frac{1}{2}}$, $2s_{\frac{1}{2}}-np_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}-ns_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}-ns_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}-nd_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}-nd_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}-nd_{\frac{5}{2}}$, con $n = 3, 4, 5, \dots$ (Figura 1.5). Al conjunto de líneas espectrales correspondientes a los saltos entre los niveles nl y $n'l'$ (todas las transiciones $nlj \rightarrow n'l'j'$) se conoce como multiplete.

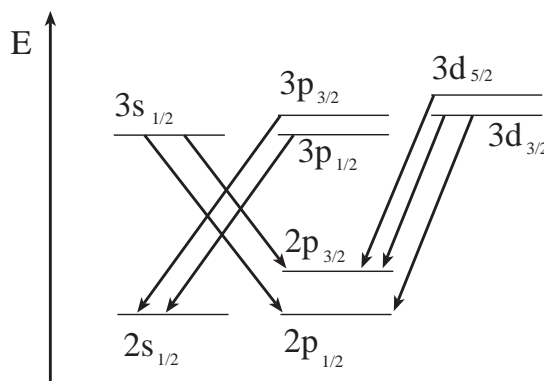


Figura 1.5: Transiciones permitidas de la serie de Balmer entre $n = 3$ y $n = 2$ teniendo en cuenta los efectos de estructura fina.

1.3. Equipo experimental

1.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Lámpara de Balmer.
- Fuente de alimentación de la lámpara de Balmer.
- Espectrogoniómetro:
 - Lente $f = 50$ mm.
 - Rejilla variable.

³Véase, por ejemplo, el libro de Galindo y Pascual de Mecánica Cuántica.

⁴Para el potencial coulombiano sin correcciones la energía de los autoestados sólo depende del número cuántico principal n , y no de ℓ .

- Colimador de $f = 178$ mm.
- Red de difracción tipo rejilla de Rowland, de constante $d = 1.67 \cdot 10^{-6}$ m.
- Telescopio.

1.3.2. Descripción del equipo experimental

Lámpara de Balmer

Disponemos de una lámpara de Balmer que es una lámpara de descarga de gas, en cuyo interior hay vapor de agua. La lámpara contiene un recipiente con agua. A través de un material higroscópico esta reserva de agua proporciona el vapor de agua necesario. La descarga eléctrica se realiza en un estrecho tubo capilar y separa las moléculas de agua en átomos de hidrógeno y grupos OH . El hidrógeno atómico se desexcita emitiendo las líneas de la serie de Balmer en el espectro visible. No hay moléculas de hidrógeno y por lo tanto no hay emisión de líneas del espectro molecular. El hidrógeno formado es transformado de nuevo en agua gracias a la presencia de una sustancia oxidante y de los catalizadores apropiados.

La **fente de alimentación de la lámpara de Balmer** proporciona la alta tensión necesaria para el funcionamiento de la lámpara (unos 1500 V). Una vez enchufada a la red y con el interruptor en la posición de encendido, se enciende una luz roja piloto y la lámpara de Balmer se ilumina inmediatamente.

Espectrogoniómetro

El espectrogoniómetro consta de varias partes esenciales (ver Figura 1.6) para llevar a cabo mediciones precisas de los ángulos de dispersión de nuestro espectro de hidrógeno:

- Lente $f = 50$ mm: concentra la luz de la lámpara de Balmer sobre la rendija.
- Rendija variable: permite ajustar la anchura de la abertura, lo que influye en la resolución y la cantidad de luz que pasa a través del sistema.
- Colimador de $f = 178$ mm: produce un haz de rayos paralelos sobre la red de difracción.
- Red de difracción tipo rejilla de Rowland que tiene 600 líneas/mm (por lo tanto, su separación entre trazos es $d = 1/600$ mm = $1,67 \cdot 10^{-6}$ m): separa los fotones de distintas energías al difractarlos un ángulo proporcional a sus longitudes de onda.
- Telescopio: se utiliza para enfocar y observar el espectro.
- Vernier: permite la lectura de las mediciones angulares.

1.3.3. Instrucciones de seguridad

Lámpara de Balmer y su fuente de alimentación

- La lámpara de Balmer en funcionamiento alcanza temperaturas elevadas.
- Si la lámpara se calienta por encima de una cierta temperatura (aproximadamente 70 grados, medidos en el zócalo) puede apagarse por sí sola. Esto suele suceder cuando la lámpara ha estado funcionando un cierto tiempo. Solo se puede volver a utilizar cuando se haya enfriado. Hay que desconectarla y no volver a conectarla hasta que esté fría.
- Desenchufa el conector de la red antes de manipular la fuente. **No olvides que es una fuente de alta tensión.**

Espectrogoniómetro

- Todos los elementos del espectrogoniómetro (lentes, rendija, red de difracción) deben estar limpios: **no los toques con los dedos**.
- No toques el tornillo de enfoque ubicado en el lado derecho del telescopio. El telescopio ha sido previamente ajustado con el enfoque adecuado.

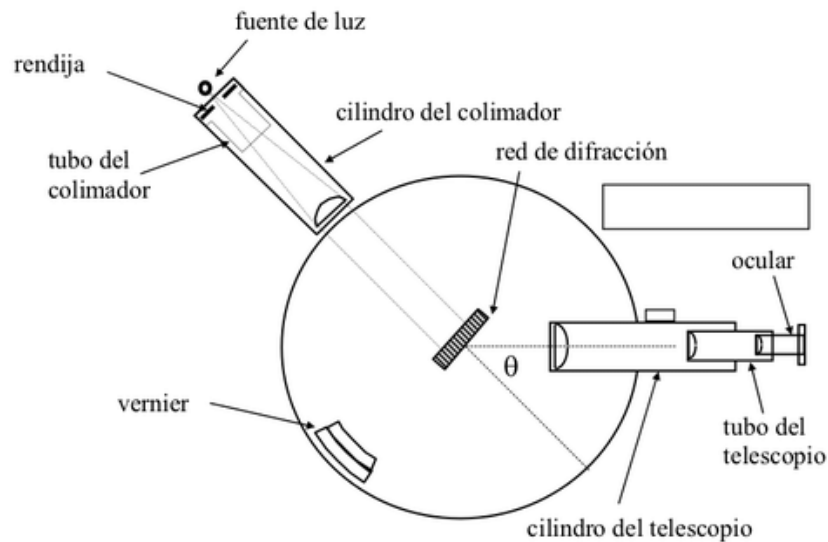


Figura 1.6: Esquema del dispositivo experimental.

1.4. Método

En la lámpara de Balmer los átomos de hidrógeno están siendo excitados a diferentes niveles por encima del fundamental. Los átomos excitados se desexcitan espontáneamente emitiendo fotones cuya energía corresponde a la diferencia de energías entre los dos niveles entre los que se efectúa una transición. De todas las transiciones que se están efectuando en la lámpara, solo tres producen fotones con longitudes de onda en la región visible del espectro: son las tres primeras líneas de la serie de Balmer (H_α , H_β y H_γ). Mediante una red de difracción separaremos estas tres longitudes de onda y las observaremos a través del telescopio. Calcularemos las longitudes de onda midiendo las posiciones angulares de las líneas correspondientes con ayuda del vernier.

PROCEDIMIENTO:

- **Montaje**
 - La lente, el colimador y la red de difracción deben estar paralelas entre sí y perpendiculares a la lámpara de Balmer.
 - Los centros del colimador, la lente, la rejilla y la red de difracción deben estar alineados.
 - La lámpara de Balmer debe estar alineada también respecto a todos los elementos del espectrogoniómetro.
 - Conecta a la red la fuente de alimentación de la lámpara de Balmer poniendo el interruptor en la posición de encendido. La lámpara de Balmer tarda un rato en

calentarse y producir las líneas espectrales del hidrógeno que se observan en el lado de la pantalla opuesto a la lámpara.

- Comenzando con la rendija variable abierta, apaga las luces de la cámara oscura. Hay que esperar un tiempo para acomodar la visión a la oscuridad. Cerrando poco a poco la rendija, se llega a un compromiso entre la definición de las líneas en la pantalla y su intensidad.

■ Toma de datos

- Registra las posiciones angulares de las líneas observadas con la ayuda del vernier del espectrogoniómetro. Para ello, observa por el ocular el orden cero de difracción (línea no desviada) y anota su posición angular θ_0 , la cual es una constante. Luego gira el ocular hacia una dirección a elección y anota la posición angular del resto de líneas. Las escalas miden las posiciones angulares relativas del telescopio y la base del espectrogoniómetro. Por tanto, **todos los ángulos de difracción tienen que ser medidos respecto a la lectura inicial θ_0 .**
- Para efectuar una lectura correcta de los ángulos, primero se mira qué división de la escala normal está alineada con el cero de la escala nonius. Si el cero de la escala nonius se encuentra entre dos divisiones, se toma la de menor valor. Ahora hay que ver que línea del nonius se encuentra alineada con cualquiera de las líneas de la escala normal. Este valor se ha de sumar al leído anteriormente para obtener la medida correcta con **un error de 30 segundos de arco.**

■ Análisis de los datos

- Calcula las longitudes de onda medias de las líneas observadas empleando la ecuación (1.2), con sus incertidumbres. Comenta su comparación con los valores proporcionados por la bibliografía⁵.
- A partir de tus resultados calcula la constante de Rydberg con su incertidumbre. Con la constante que has obtenido, calcula la energía del nivel fundamental del átomo de hidrógeno con su incertidumbre y compárala con la que encuentres en las tablas. Como sabemos que

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

la mejor forma es ajustar a una recta las inversas de la longitud de onda frente a $1/m^2$ para los tres valores de m de la serie de Balmer en el visible ($m = 3, 4, 5$).

1.5. Resultados y conclusiones

1.5.1. A realizar en el laboratorio

Calcular el ángulo de dispersión correspondiente a las tres líneas espectrales. Usando la constante de la red de difracción, calcular las longitudes de onda. Comparar los resultados con los valores esperados. Calcular la constante de Rydberg.

⁵Las longitudes de onda de las tres líneas visibles de la serie de Balmer son: $\lambda_{\text{rojo}} = 6562.8 \text{ \AA}$; $\lambda_{\text{azul}} = 4861.3 \text{ \AA}$; y $\lambda_{\text{violeta}} = 4340.5 \text{ \AA}$. Valores obtenidos del libro de Física Cuántica de *Eisberg y Resnick*.

Práctica 2

El experimento de Franck–Hertz de neón (FH-Ne)

2.1. Objetivos del experimento

- Demostrar que la transferencia de energía en colisiones inelásticas de electrones libres con átomos está cuantizada, tal como exige la estructura discreta de niveles de energía del átomo.
- Reproducir el experimento de Franck–Hertz para el átomo de neón.
- Medir la diferencia de energías entre el estado fundamental y el primer estado excitado del neón.

2.2. Introducción

2.2.1. Fundamentos

La confirmación directa de que los estados de energía de un átomo están cuantizados, es decir, son un conjunto discreto, tuvo lugar en 1914 con el experimento realizado por James Franck y Gustav Hertz, quienes observaron la cuantificación de los niveles de energía para el mercurio, confirmando las predicciones de cuantificación de la energía del modelo de Bohr para el átomo.

En el experimento original (Figura 2.1) se utilizó un tubo de vidrio con vapor de mercurio a muy baja presión (aprox. 1 mm de Hg). Dentro del tubo, un cátodo de platino calentado mediante una corriente eléctrica emite electrones que son acelerados hacia un electrodo de rejilla de platino, conectado a tierra a través de un galvanómetro. Aplicando una diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo (la rejilla) se observaba la presencia de luz con la misma longitud de onda que la línea principal del Hg (253.6 nm) (hasta entonces observada en tubos de descarga), siempre que la diferencia de tensión superaba los 4.9 V. Esta línea no estaba presente cuando se aplicaba una diferencia de voltaje menor (como 4 V), y sí lo estaba al aplicar un voltaje mayor (como 6 V). Considerando la longitud de onda medida y la tensión umbral a la que aparece el efecto se pudo medir la constante de Planck.

Este fenómeno es consistente con la existencia de estados de energía discretos en el átomo de mercurio. Si su primer estado excitado está 4.9 eV por encima del fundamental, un átomo de mercurio no puede absorber energía en una colisión inelástica con un electrón a menos que la energía cinética de este último sea superior a 4.9 eV. El estado excitado del mercurio decae al fundamental emitiendo un fotón con una vida media de 10^{-8} s. El efecto neto del fenómeno en

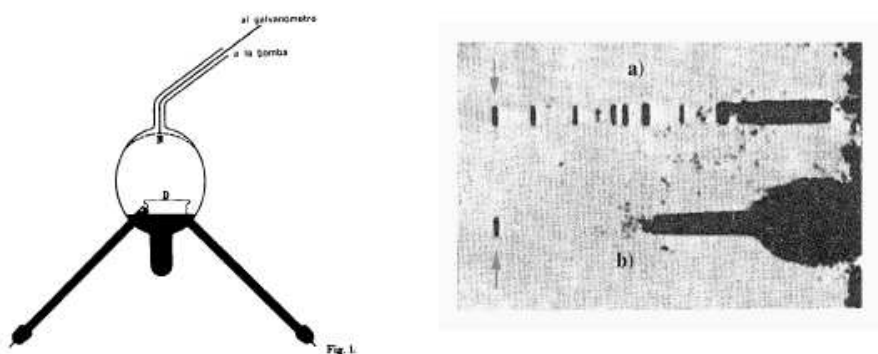


Figura 2.1: Tubo usado por Frank y Hertz en su experimento original (D: cátodo de platino, N: rejilla anódica). Se muestra la placa fotográfica publicada en el artículo de 1914 que prueba la transferencia discreta de energía. (a): espectro de una lámpara de descarga de mercurio, (b): el espectro del tubo de Frank-Hertz cuando la tensión es mayor de 4.9 V. Está indicada la línea principal del Hg.

el interior del tubo es la conversión de la energía cinética de los electrones en energía emitida en forma de fotones.

El experimento de Frank y Hertz está basado en la excitación de niveles atómicos de un elemento en estado gaseoso. Para evitar la interferencia con transiciones vibracionales y rotacionales moleculares (normalmente de menor energía), es necesario disponer de un gas monoatómico. Esta fue una de las razones que impulsó el uso de mercurio en el experimento original de Frank-Hertz. Sin embargo, para obtener Hg gaseoso es necesario calentar hasta 180°C la ampolla (que contiene mercurio líquido) ya que la presión de vapor del mercurio a temperatura ambiente es muy baja. Este hecho, junto con la dependencia acusada de la corriente con la temperatura, añade una dificultad considerable al correcto funcionamiento de la práctica. Por ello se han buscado especies gaseosas monoatómicas a temperatura ambiente. Este es el caso del neón, que por tanto no necesita ningún tipo de calentamiento. El neón, tal como se aprecia en la Figura 2.2, presenta la desventaja de que su primer estado excitado se encuentra a unos 17 eV por encima del estado fundamental. Esto genera la necesidad de aplicar tensiones de aceleración mucho más elevadas que en el caso del átomo de Hg, y además serán visibles un menor número de máximos y mínimos¹ en la curva de la Figura 2.3.

La forma típica de la corriente del tubo en función de la tensión de aceleración muestra picos y valles alternadamente (Figura 2.3). Al proporcionar una tensión más positiva en la rejilla anódica respecto la rejilla de extracción, se obtiene una curva de potencial similar a la mostrada en la Figura 2.4 (considerando el campo eléctrico uniforme). Esta misma figura refleja la energía de los electrones al moverse dentro del tubo de Frank-Hertz.

Al aumentar el potencial de aceleración la energía máxima alcanzada por los electrones es mayor. Ésta se consigue justamente al llegar a la rejilla anódica. En el momento en que tal energía es igual a la de transición entre el estado fundamental y el primer estado excitado, los electrones que colisionan inelásticamente con los átomos la ceden a los electrones atómicos y se quedan con una energía insuficiente para superar la barrera de potencial impuesta entre esta rejilla y el colector. Al aparecer este efecto se produce una disminución de la corriente observada en el colector (dada por el producto de la densidad de átomos y la sección eficaz). La ventana del tubo de Frank-Hertz nos permite visualizar esta región en la que se están excitando átomos de neón, de manera que al alcanzarse el primer mínimo de intensidad podremos apreciar una banda

¹Otra diferencia entre estos dos átomos radica en la mayor separación relativa entre el segundo y el primer nivel excitado del Hg respecto al neón.

luminosa muy cerca de la rejilla anódica. Al aumentar el potencial de aceleración esta banda luminosa se acerca al cátodo progresivamente. Cuando la máxima energía de los electrones es el doble de la energía de excitación del átomo, los electrones que han sufrido una primera colisión excitando un átomo pueden volver a acelerar y excitar de nuevo otro átomo de neón. Aparece así una segunda región que emite luz junto a la rejilla anódica. Al aumentar el potencial este proceso se repite iterativamente hasta alcanzar la máxima tensión de operación de la lámpara (alrededor de 70 V). Los máximos y mínimos de la corriente están superpuestos a una curva que crece monótonamente. Esto se debe a que el aumento de la tensión de aceleración disminuye los efectos de carga espacial en el gas, así como la sección eficaz inelástica. Las caídas de intensidad no son tan abruptas como en el caso ideal debido a la distribución de velocidades iniciales de los electrones emitidos por efecto termoiónico y por la variación de la sección eficaz de excitación con la energía de los electrones.

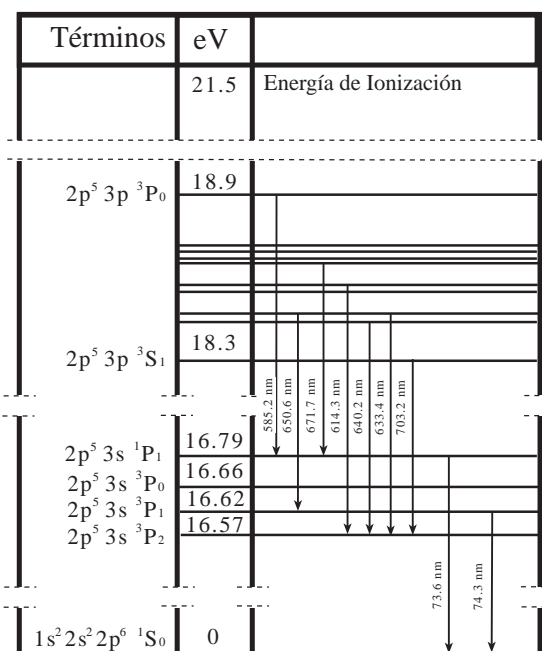


Figura 2.2: Esquema de las transiciones del átomo de neón.

2.3. Equipo experimental

2.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Tubo de Franck-Hertz.
- Dos fuentes de alimentación.
- Amplificador.
- Potenciómetro.
- Dos voltímetros.
- Panel de conexiones y cables.

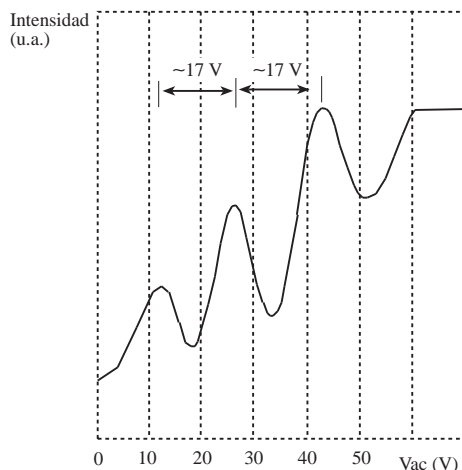


Figura 2.3: Curva de corriente típica para el experimento de Franck–Hertz con neón. La separación relativa de los máximos y mínimos corresponde a la diferencia de energía entre el estado fundamental y los primeros estados excitados.

2.3.2. Descripción del equipo experimental

Tubo de Franck-Hertz

La estructura del tubo consta en primer lugar de un filamento que calienta el cátodo adyacente mediante una corriente alterna de 6.3 V, entre f y f_k (véase las Figuras 2.5 y 2.7). Colocada encima del filamento (observable a través de la ventana del tubo) se encuentra la rejilla de extracción (g_1), la rejilla de aceleración o anódica (g_2) y el ánodo colector de electrones. Las rejillas están dispuestas de modo perpendicular al eje de simetría del tubo, encontrándose el cátodo en la parte inferior. Para evitar corrientes parásitas el tubo (excepto por la ventana) está rodeado por un cilindro metálico y el cable del colector tiene un blindaje coaxial, todo ello conectado a tierra.

Fuente de alimentación para el tubo

La fuente de alimentación para el tubo de Franck-Hertz proporciona:

- 6.3 V alterna entre f y f_k , para el filamento incandescente.
- Una salida regulable de tensión continua para la rejilla de extracción de los electrones (sobre 1 o 2 V entre f_k y g_1).
- Una salida regulable de tensión continua para la rejilla de aceleración de los electrones, entre g_1 y g_2 . Esta salida puede dar unos 300 V, pero para mantener esta tensión entre 0 y 70 V **hay que conectar un potenciómetro exterior a la fuente.**

Segunda fuente de alimentación

Con una segunda fuente de alimentación generamos un potencial retardador de aproximadamente 2 V entre la rejilla anódica y el colector de electrones.

Amplificador de corriente

La corriente recogida en el ánodo del tubo de Franck–Hertz es de una intensidad demasiado baja para que pueda ser detectada con un polímetro corriente de los que se dispone en el laboratorio. Para medirla se utiliza un amplificador de alta ganancia y bajo ruido, cuya tensión de

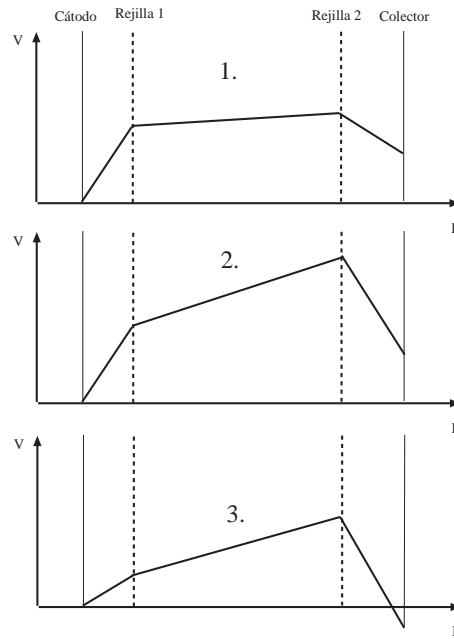


Figura 2.4: Diferentes configuraciones del voltaje en la lámpara de Franck–Hertz. 1: Observación de una única excitación. 2: Observación de múltiples excitaciones. 3: Medida del potencial de ionización.

salida puede ser medida con un polímetro. En la entrada del amplificador que corresponde a las mediciones de corriente se conecta el ánodo del tubo de Franck–Hertz. El amplificador tiene una toma de tierra, que debe conectarse junto con todos los elementos del circuito que van a tierra: la tierra en el pie del tubo de Franck–Hertz y en la segunda de las fuentes de alimentación.

A la salida del amplificador se conecta un polímetro que nos mide la tensión de salida. Si se

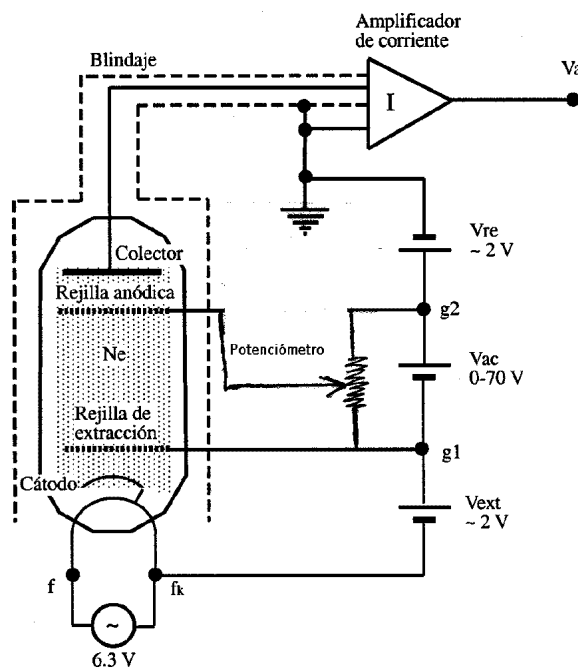


Figura 2.5: Esquema del dispositivo de medida.

desea conocer el valor de la intensidad que está recibiendo el amplificador, lo que no es estrictamente necesario para realizar nuestra experiencia, hay que multiplicar la tensión de salida por la escala elegida en el amplificador. Por ejemplo, si la escala de medida seleccionada es 10^{-10} A y la tensión de salida es 2.5 V, entonces la corriente de entrada tiene una intensidad de 2.5×10^{-10} A.

La máxima tensión de salida para la cual el amplificador se comporta linealmente es de unos 6 o 7 V, por lo que al ir subiendo la corriente de entrada en el amplificador, se debe ir cambiando sucesivamente la escala cuantas veces sea necesario para mantener la salida por debajo de este límite de linealidad.

2.3.3. Instrucciones de seguridad

Tubo de Franck-Hertz

- Si el potencial de aceleración alcanza un valor demasiado alto se produce la descarga en el interior del tubo, emitiéndose una luz amarilla que puede verse a través de la ventana, y se produce un salto brusco de la corriente amplificada. **El potencial de aceleración nunca debe situarse por encima de 70 V.**
- La corriente electrónica a lo largo del tubo depende notablemente de la tensión de extracción. A valores altos de ésta (mayores de 2.5 V) al llegar a valores de aceleración elevados se puede producir la descarga a través del tubo. Para evitarlo es conveniente que la tensión de extracción se sitúe en valores moderados (~ 2 V).

Fuente de alimentación para el tubo

- **No deben conectarse las fuentes de tensión hasta que el circuito haya sido perfectamente revisado por el supervisor de las prácticas.**
- No olvides introducir el potenciómetro externo en el circuito para limitar la tensión entre la rejilla extractora y aceleradora, y que no alcance el valor directamente proporcionado por la fuente de alta tensión.
- Efectúa todas las manipulaciones y cambios en el circuito con las **fuentes apagadas.**

Amplificador de corriente

- Comienza la medida con el selector de escala del amplificador en su posición menos sensible (10^{-9} A).
- Conecta la toma de tierra del amplificador a todas las tomas de tierra del circuito: del tubo de Franck-Hertz y de la segunda fuente de alimentación, para evitar falsear las medidas.

2.4. Método

La energía que adquieren los electrones desde que salen del cátodo hasta la rejilla anódica o de aceleración es la proporcionada por la diferencia de voltaje entre el cátodo y esta última rejilla. Esta energía² es la correspondiente a la suma de las tensiones de extracción V_{ext} y de aceleración V_{ac} tal y como aparecen en la Figura 2.5. Del fundamento del experimento deducimos que cuando se encuentra el primer déficit de corriente en el colector, la energía de los electrones al alcanzar

²Esta energía en eV es igual numéricamente al voltaje aplicado.

la rejilla anódica es igual a la energía de excitación del átomo de neón³ ΔE . Por tanto, si $V_{\text{ext}}^{\text{max } 1}$ y $V_{\text{ac}}^{\text{max } 1}$ son las tensiones de extracción y aceleración, respectivamente, del primer máximo de la curva de corriente (ver Figura 2.3), podremos escribir:

$$\Delta E = eV_{\text{ext}}^{\text{max } 1} + eV_{\text{ac}}^{\text{max } 1} \quad (2.1)$$

siendo e la carga del electrón. Como ya se ha explicado, cuando se produce el segundo máximo de la curva de corriente la energía de los electrones ha de ser dos veces la energía de excitación del neón, si $V_{\text{ext}}^{\text{max } 2}$ y $V_{\text{ac}}^{\text{max } 2}$ son las tensiones de extracción y aceleración, respectivamente, del segundo máximo de la curva de corriente, esperaríamos:

$$2\Delta E = eV_{\text{ext}}^{\text{max } 2} + eV_{\text{ac}}^{\text{max } 2} \quad (2.2)$$

y análogamente:

$$\Delta E = e(V_{\text{ext}}^{\text{max } 2} + V_{\text{ac}}^{\text{max } 2}) - e(V_{\text{ext}}^{\text{max } 1} + V_{\text{ac}}^{\text{max } 1}) \quad (2.3)$$

Esta última fórmula se puede generalizar para dos máximos consecutivos i e $i + 1$, de modo que:

$$\Delta E = e(V_{\text{ext}}^{\text{max } i+1} + V_{\text{ac}}^{\text{max } i+1}) - e(V_{\text{ext}}^{\text{max } i} + V_{\text{ac}}^{\text{max } i}) \quad (2.4)$$

Experimentalmente, las ecuaciones (2.3) y (2.4) son correctas y nos proporcionan la energía buscada. Sin embargo, la posición del primer (y de los demás) máximo(s) aparece(n) desplazada(s) respecto al valor que esperaríamos de la ecuación (2.1), (2.2), etc. ¿Por qué? Esto ocurre así debido a que hemos despreciado un término conocido como *potencial de contacto*. Los electrones presentes en el cátodo metálico tienen una cierta energía de ligadura por estar dentro de la red metálica. Para extraer de esta red un electrón libre hemos de proporcionar cierta energía que se conoce como *función de trabajo*, tal energía es igual al salto energético entre el último nivel poblado del metal (o nivel de Fermi) y el estado electrónico libre. Llamemos Φ_C y Φ_A a las funciones de trabajo del cátodo y del ánodo (colector) respectivamente. Cuando aplicamos una fuente de voltaje externa ΔV_f entre ambos, lo que conseguimos es que los electrones dentro del ánodo estén a un potencial ΔV_f menor que los electrones dentro del cátodo⁴ (ver Figura 2.6). Como el balance de energía tiene que corresponder al potencial que proporciona la fuente externa, la diferencia de potencial vista por los electrones libres entre ambos electrodos será ΔV y se verificará:

$$-e\Phi_C + e\Delta V + e\Phi_A = e\Delta V_f \quad (2.5)$$

Esto significa que el campo eléctrico que sienten los electrones libres viene dado por el potencial:

$$\Delta V = \Delta V_f - (\Phi_A - \Phi_C) \quad (2.6)$$

El término $(\Phi_A - \Phi_C)$ se conoce como diferencia de potencial de contacto o, abreviadamente, *dpc*. Como normalmente $\Phi_A > \Phi_C$, es necesario proporcionar un voltaje de aceleración algo mayor al expresado por la ecuación (2.1) para obtener la excitación del neón. En concreto, las ecuaciones correctas serán:

$$\Delta E = eV_{\text{ext}}^{\text{max } 1} + eV_{\text{ac}}^{\text{max } 1} - e(\Phi_A - \Phi_C) \quad (2.7)$$

$$2\Delta E = eV_{\text{ext}}^{\text{max } 2} + eV_{\text{ac}}^{\text{max } 2} - e(\Phi_A - \Phi_C) \quad (2.8)$$

Del mismo modo que hemos considerado los máximos de la curva de corriente podríamos estudiar el comportamiento de los mínimos. Inmediatamente después de un mínimo la corriente comienza a aumentar, esto es debido a que los electrones que han sufrido una colisión inelástica con el neón se aceleran lo suficiente para vencer el potencial de retardo. Si $V_{\text{ext}}^{\text{min } 1}$ y $V_{\text{ac}}^{\text{min } 1}$ son las

³Se entiende de su primer estado excitado.

⁴Despreciamos pérdidas de tensión óhmicas en los contactos metálicos

tensiones de extracción y de aceleración del primer mínimo (y V_{re} la tensión de retardo entre la segunda rejilla y el colector), entonces obtendremos:

$$\Delta E + eV_{re} = eV_{ext}^{\min 1} + eV_{ac}^{\min 1} - e(\Phi_A - \Phi_C) \quad (2.9)$$

Para el segundo mínimo:

$$2\Delta E + eV_{re} = eV_{ext}^{\min 2} + eV_{ac}^{\min 2} - e(\Phi_A - \Phi_C) \quad (2.10)$$

Análogamente para dos mínimos consecutivos se obtiene:

$$\Delta E = e(V_{ext}^{\min i+1} + V_{ac}^{\min i+1}) - e(V_{ext}^{\min i} + V_{ac}^{\min i}) \quad (2.11)$$

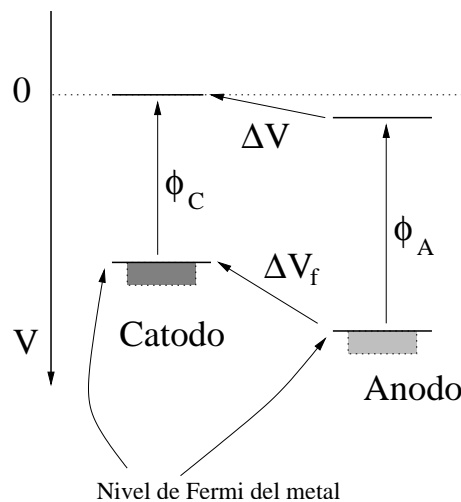


Figura 2.6: Esquema del efecto de potencial de contacto. Debido a la diferente función de trabajo de ánodo Φ_A y cátodo Φ_C el potencial que sienten los electrones ΔV libres es diferente al aplicado por la fuente de voltaje ΔV_f .

PROCEDIMIENTO:

- El montaje experimental ya está preparado y no es necesario modificarlo. Si algún cable está desconectado, consulta al profesor encargado del laboratorio.
- Asegúrate de que el potenciómetro externo esté ajustado a cero (abajo a la derecha) y que el voltímetro esté en la escala de 20 V.
- Enciende la fuente de alimentación del tubo de Franck–Hertz con el potenciómetro a cero. El filamento se pondrá incandescente, lo que se puede comprobar mirando por la ventana del tubo. El cátodo estará caliente aproximadamente después de un minuto.
- Mantén constante el potencial extractor de electrones a lo largo de cada toma de datos. Establece un valor $V_{ext} = 2$ V (potencial entre f_k y g_1 en la Figura 2.5).
- Ajusta el potenciómetro de la fuente que proporciona el potencial acelerador (entre g_1 y g_2) de manera que, al variar el potenciómetro externo entre cero y su valor máximo, el potencial no sobrepase los 70 V (se lee en el voltímetro correspondiente). El potenciómetro de la fuente **se deja fijo** durante toda la práctica.
- Conecta el amplificador a la red comenzado en la escala de 10^{-9} A. A lo largo de las tomas de datos hay que ajustar la escala para que se mantenga la salida entre 0.5 V y 6.5 V. Cuando llegue a 6.5 V, se modifica en un orden de magnitud la escala del amplificador para que la salida se mantenga en este intervalo (de 0.5 a 6 V).

- Observa el potencial de salida del amplificador en función del potencial acelerador. Utilizando el potenciómetro externo, varía suavemente el potencial acelerador. Los intervalos de medida deben ser de menos de 1 V alrededor de los máximos y mínimos. El calentamiento de la lámpara, la existencia de acumulación de carga y la inestabilidad de alguna de las tensiones provoca ciertas oscilaciones en la corriente de salida. Toma parejas de medidas potencial acelerador – potencial de salida del amplificador.
- Realiza el proceso para diversos valores del potencial de retardo ($V_{ret} = 1, 1.5, 2$ V) manteniendo el potencial extractor a $V_{ext} = 2$ V. Representa estas tres tomas de datos en una misma gráfica y compara los resultados.
- Ahora, haz lo mismo pero para distintos valores del potencial extractor ($V_{ext} = 1.5, 2, 2.1$ V) para un potencial de retardo de $V_{ret} = 1.5$ V. Representa estas tres nuevas tomas de datos en una misma gráfica y compara los resultados. Fíjate que no es necesario que realices la toma a $V_{ext} = 2$ V, $V_{ret} = 1.5$ V, puedes aprovechar la del proceso anterior ya que es la misma.
- Es posible determinar la longitud de onda de la radiación visible de la lámpara con alguno de los espectrómetros que hay en el laboratorio (pídelo al encargado de las prácticas).

2.5. Resultados y conclusiones

2.5.1. A realizar en el laboratorio

Para al menos dos series de curvas de corriente frente a los potenciales de aceleración obtener sobre la gráfica los valores de tensión correspondientes a los máximos y mínimos. Calcular las diferencias de voltaje entre máximos y mínimos consecutivos y comprobar si son compatibles dentro de la incertidumbre. Comparar sus valores con lo esperado. Intentar evaluar el potencial de contacto.

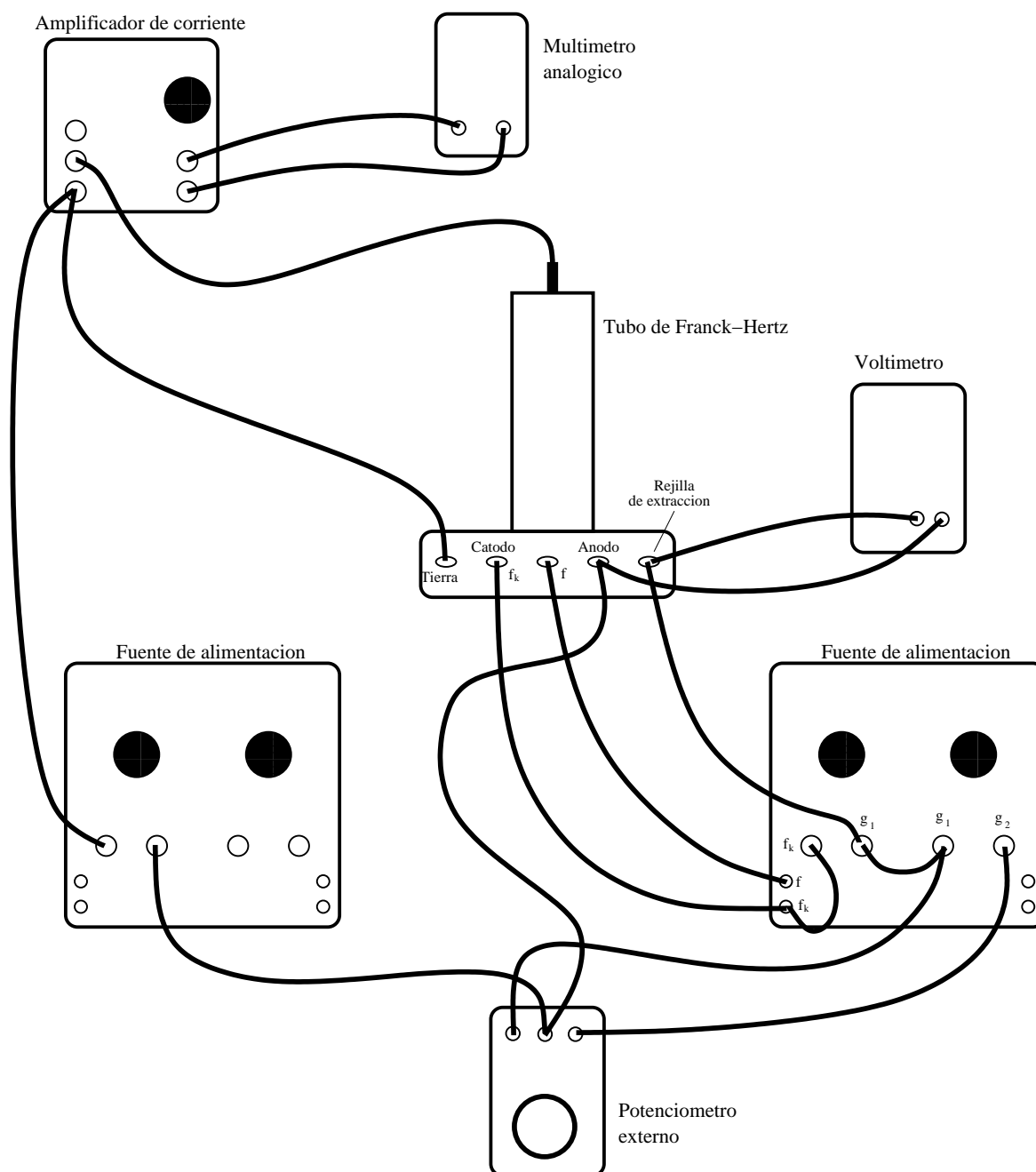


Figura 2.7: Ejemplo práctico del montaje.

Práctica 3

Difracción de electrones (DE)

3.1. Objetivos del experimento

- Determinación de la longitud de onda de los electrones.
- Verificación de la ecuación de de Broglie.
- Determinación de las distancias entre los planos reticulares del grafito.

3.2. Introducción

3.2.1. Fundamentos

Louis de Broglie sugirió en 1924 que las partículas podían tener propiedades de onda, además de las conocidas propiedades de partícula, e hipotetizó que la longitud de onda de la partícula es inversamente proporcional a su momento:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (3.1)$$

donde h es la constante de Planck. Su conjetura fue confirmada por los experimentos de Clinton Davisson y Lester Germer sobre la difracción de electrones en estructuras cristalinas de níquel en 1927.

En el presente experimento se demuestra el carácter ondulatorio de los electrones mediante su difracción en una red policristalina de grafito (difracción de Debye-Scherrer). A diferencia del experimento de Davisson y Germer, en el que la difracción de electrones se observa en reflexión, en este montaje se utiliza un tipo de difracción de transmisión similar al utilizado por G.P. Thomson en 1928.

De los electrones emitidos por el cátodo caliente se extrae un pequeño haz a través de un diagrama de pines. Después de pasar por un sistema óptico de enfoque de electrones, éstos inciden como un haz monocromático fuertemente limitado sobre una lámina policristalina de grafito. En la pantalla fluorescente aparece un patrón de difracción de dos anillos concéntricos centrados alrededor del haz de electrones indifractado (Figura 3.1). El diámetro de los anillos concéntricos varía con la longitud de onda λ y, por tanto, con la tensión de aceleración V_A .

A partir de la ecuación de energía para los electrones acelerados por la tensión V_A ,

$$eV_A = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m} \quad (3.2)$$

donde e es la carga del electrón, m la masa del electrón y v la velocidad de la partícula; el momento p puede deducirse como:

$$p = mv = \sqrt{2emV_A} \quad (3.3)$$

Substituyendo la ecuación (3.3) en la ecuación (3.1) tenemos que la longitud de onda cumple:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meV_A}} \quad (3.4)$$

En 1913, H. W. y W. L. Bragg se dieron cuenta de que la disposición regular de los átomos en un único cristal puede entenderse como un conjunto de elementos de una red en planos reticulares paralelos. Cuando exponemos la red cristalina a rayos X monocromáticos o a electrones monoenergéticos, y suponiendo además que éstos tienen naturaleza ondulatoria, cada elemento de un plano de la red actúa como un “punto de dispersión” en el que se forma una onda esférica. Según el principio de Huygens, estas ondas esféricas se superponen para crear un frente de onda “reflejado”.

En este modelo, la longitud de onda λ permanece invariable con respecto al frente de onda incidente, y las direcciones de radiación perpendiculares a los dos frentes de onda cumplen la condición *ángulo de incidencia = ángulo de reflexión*. Así, para que exista interferencia constructiva se debe cumplir la siguiente condición (de Bragg):

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (3.5)$$

siendo θ el ángulo de difracción también conocido como ángulo de deslizamiento.

En este experimento se utiliza un material policristalino como objeto de difracción. Esto corresponde a un gran número de pequeños monocristalitos dispuestos irregularmente en el espacio. Como resultado, siempre hay algunos cristales en los que se cumple la condición de Bragg para una dirección de incidencia y una longitud de onda dadas. Las reflexiones producidas por estos cristalitas se producen en conos cuyo eje común viene dado por la dirección de incidencia. Aparecen así círculos concéntricos en una pantalla situada perpendicularmente a este eje.

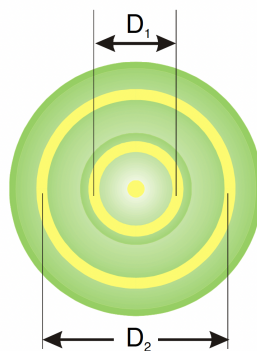


Figura 3.1: Representación esquemática del patrón observado debido a la difracción de electrones en el grafito.

Los planos de red que son importantes para el patrón de difracción de electrones obtenido con esta configuración poseen las distancias entre planos de red (Figura 3.2):

$$d_1 = 2.13 \times 10^{-10} \text{ m} \quad d_2 = 1.23 \times 10^{-10} \text{ m} \quad (3.6)$$

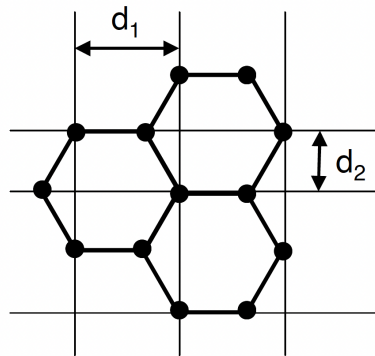


Figura 3.2: Separaciones entre planos reticulares en grafito.

Por otra parte, de la Figura 3.3 podemos deducir la relación:

$$\tan 2\theta = \frac{D}{2L} \quad (3.7)$$

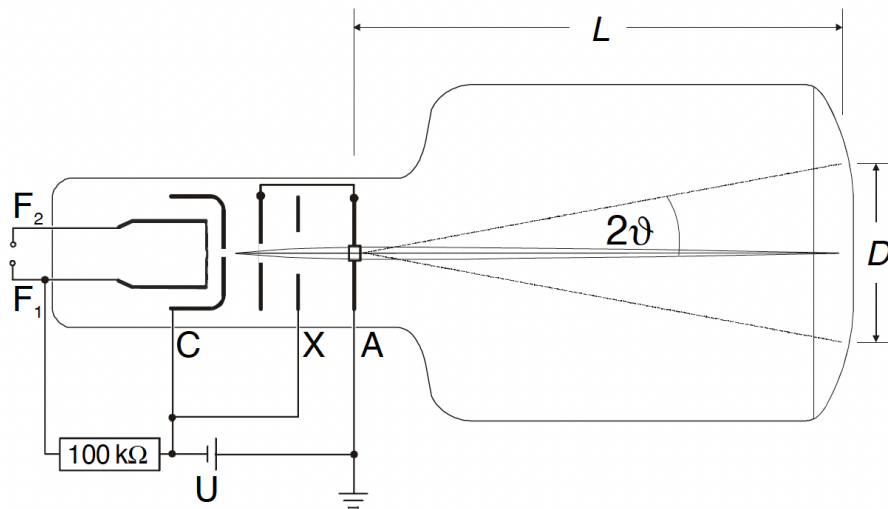


Figura 3.3: Esquema para determinar el ángulo de difracción donde $L = 13.5$ cm (distancia entre la lámina de grafito y la pantalla), D es el diámetro de un anillo de difracción observado en la pantalla y θ el ángulo de difracción.

Si aproximamos $\tan 2\theta = \sin 2\theta = 2 \sin \theta$ para ángulos pequeños obtenemos que:

$$2 \sin \theta = \frac{D}{2L} \quad (3.8)$$

Si sustituimos la ecuación (3.8) en (3.5) para el primer máximo de difracción ($n = 1$) llegamos a que:

$$\lambda = d \frac{D}{2L} \quad (3.9)$$

Según la ecuación (3.4), la longitud de onda λ viene determinada por la tensión de aceleración V_A . La combinación de la ecuación (3.4) y la ecuación anterior muestra que los diámetros D_1 y D_2 de los anillos concéntricos cambian con la tensión de aceleración V_A :

$$D = k \cdot \frac{1}{\sqrt{V_A}} \quad (3.10)$$

con

$$k = \frac{2Lh}{d\sqrt{2me}} \quad (3.11)$$

Por lo tanto, la medición de los diámetros D_1 y D_2 en función de la tensión de aceleración V_A permite determinar las distancias entre los planos de la red d_1 y d_2 .

3.2.2. Un poco de historia

Tras el experimento de Davisson y Germer, otros experimentos con efectos de onda de partículas confirmaron la relación de de Broglie y, por tanto, el dualismo onda-partícula. En 1930, por ejemplo, O. Stern e I. Esterman lograron demostrar la difracción de moléculas de hidrógeno y en 1931 difractaron átomos de helio utilizando un cristal de fluoruro de litio.

Los resultados experimentales que pueden describirse mediante la teoría cuántica sólo tienen la constante de Planck h en su fórmula básica. En este experimento, por ejemplo, la constante de Planck puede determinarse a partir de la ecuación (3.11) si se suponen conocidas las distancias de red d_1 y d_2 del grafito, por ejemplo, a partir del análisis de la estructura de rayos X:

$$h = \frac{dk\sqrt{2me}}{2Ld} \quad (3.12)$$

3.3. Equipo experimental

3.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Tubo de rayos catódicos con una rendija de níquel con carbono-grafito.
- Portatubo.
- Fuente de alimentación de alta tensión 10 kV.
- Un calibre de precisión.
- Cables para conexiones.

3.3.2. Instrucciones de seguridad

- Operar el tubo de difracción de electrones con altas tensiones superiores a 5 kV genera rayos X; por lo tanto, **pon en funcionamiento el tubo únicamente con tensiones de hasta 5 kV**.
- La correcta conexión del tubo de difracción de electrones, con el ánodo conectado a tierra, demanda una fuente de voltaje resistente a tensiones elevadas para el calentamiento del cátodo. Se recomienda **emplear la fuente de alimentación de alto voltaje de 10 kV** para suministrar energía al tubo de difracción de electrones.

- Riesgo de implosión: dado que **el tubo de difracción de electrones es un dispositivo de alto vacío con paredes delgadas**, evita exponerlo a cargas mecánicas y únicamente conéctalo al portatubo. Maneja con precaución las clavijas conectoras del casquillo, evitando doblarlas, y colócalas con cuidado en el portatubo.
- Es importante evitar tensiones o corrientes excesivas que puedan dañar el tubo de difracción de electrones. Asegúrate de observar los parámetros de operación especificados en los datos técnicos proporcionados.

3.4. Método

PROCEDIMIENTO:

- **Montaje**

El montaje experimental experimental se muestra en la Figura 3.4.

- Conecta las tomas de calentamiento del cátodo F_1 y F_2 del soporte del tubo a la salida en la parte posterior de la fuente de alimentación de alto voltaje 10 kV.
- Conecta las tomas C (casquillo catódico) y X (electrodo de enfoque) del soporte del tubo al polo negativo.
- Conecta la toma A (ánodo) al polo positivo de la salida 5 kV/2 mA de la fuente de alimentación de alta tensión 10 kV.
- Conecta a tierra el polo positivo de la fuente de alimentación de alta tensión 10 kV.

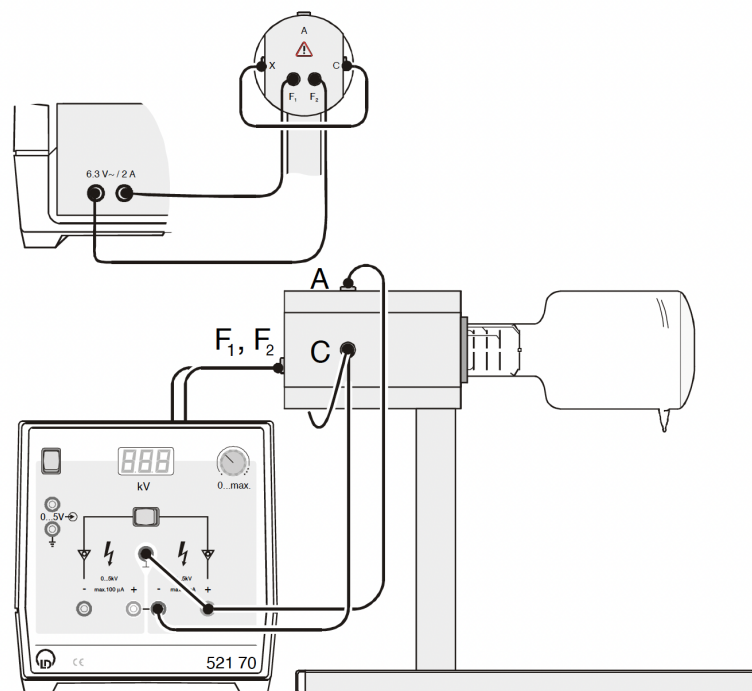


Figura 3.4: Montaje experimental (esquema eléctrico) para la observación de la difracción de electrones sobre grafito. Conexión de las clavijas: F_1 , F_2 : tomas para el calentamiento del cátodo; C: tapa del cátodo; X: electrodo de enfoque; A: ánodo (con lámina de grafito policristalino).

■ Toma de datos

- Aplica una tensión de aceleración $V_A < 5$ kV y observa el patrón de difracción.
Sugerencia: La dirección del haz de electrones puede influenciarse por medio de un imán que puede sujetarse en el cuello del tubo cerca del sistema de enfoque de electrones. Para iluminar otro punto de la muestra, puede ser necesario ajustar el imán si al menos dos anillos de difracción no pueden verse perfectamente en el patrón de difracción.
- Varía la tensión de aceleración V_A entre 3 y 5 kV a intervalos de 0.5 kV y mide el diámetro D_1 y D_2 de los anillos de difracción en la pantalla (Figura 3.1).
- Mide la distancia L entre la lámina de grafito y la pantalla (~ 13.5 cm).

■ Análisis de los datos

a) Determinación de la longitud de onda de los electrones.

A partir de los diámetros D_1 y D_2 y con los valores tabulados de d_1 y d_2 podemos determinar la longitud de onda λ de los electrones mediante la ecuación (3.9). Para cada voltaje y cada diámetro (λ_1 para D_1 y λ_2 para D_2) calcula su valor con su incertidumbre.

b) Verificación de la ecuación de de Broglie.

A partir de las constantes:

$$e = 1.6021 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad m = 9.1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \quad h = 6.6256 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

podemos verificar la relación de de Broglie a partir de la ecuación (3.4). Así, podemos obtener para cada voltaje y diámetro los valores teóricos de la longitud de onda de los electrones $\lambda_{1,teo}$ y $\lambda_{2,teo}$. Compara estos valores teóricos con los resultados experimentales anteriores y comprueba su compatibilidad.

c) Determinación de la distancia entre planos de red.

Para cada diámetro D_1 y D_2 haz una representación gráfica frente a $1/\sqrt{V_A}$. Mediante un ajuste a una recta obten las respectivas pendientes k_1 y k_2 . Despejando de la ecuación (3.11) obtenemos que:

$$d = \frac{2Lh}{k\sqrt{2me}} \quad (3.13)$$

Así, a partir de las pendientes obtenidas obtén d_1 y d_2 experimentalmente con sus incertidumbres. Compara estos valores con los resultados tabulados y comprueba su compatibilidad.

3.5. Resultados y conclusiones

3.5.1. A realizar en el laboratorio

Obtener unos 5 valores a distinto voltaje de los diámetros D_1 y D_2 . Calcular la longitud de onda experimental. Calcular la longitud de onda teórica con la ecuación de de Broglie. Calcular la distancia entre planos de red d_1 y d_2 .

Práctica 4

Rayos catódicos: Determinación de la relación carga/masa del electrón (RC)

4.1. Objetivos del experimento

- Producción y detección de electrones en un tubo de rayos catódicos.
- Estudio de la propagación de electrones en campos eléctricos y magnéticos.
- Medida del cociente carga/masa para el electrón y de la velocidad de los electrones producidos.

4.2. Introducción

4.2.1. Fundamentos

El tubo de rayos catódicos es un dispositivo que consiste en un recipiente sellado al vacío y equipado con dos electrodos: un cátodo (electrodo negativo) y un ánodo (electrodo positivo). Se aplica una diferencia de potencial entre estos electrodos, lo que permite extraer electrones del cátodo metálico y dirigirlos hacia el ánodo. Al perforar el ánodo, se obtiene un haz delgado de electrones cuya velocidad depende del potencial aplicado entre el cátodo y el ánodo, conocido como potencial de aceleración V_a .

Existen diferentes tipos de cátodos que pueden extraer electrones, siendo el más común el efecto termiónico. En este caso, el cátodo está hecho de tungsteno o wolframio y tiene forma de espira que se calienta mediante el paso de corriente eléctrica. Este calentamiento genera una diferencia de potencial entre los extremos del cátodo, lo que provoca que los electrones sean liberados. Sin embargo, para aplicaciones que requieran mayor precisión, existen otros tipos de cátodos. Los cátodos caldeados indirectamente son una opción en la que toda la superficie del cátodo puede mantenerse al mismo potencial eléctrico, evitando así posibles discrepancias en la liberación de electrones. Por otro lado, los cátodos fríos son una alternativa que no requiere calentamiento, lo que puede ser ventajoso en términos de eficiencia energética y tiempo de operación. Además, existen cátodos en los que los electrones son extraídos por efecto fotoeléctrico. En este caso, se utilizan fuentes de luz intensa, como un láser pulsado, para liberar los electrones del material del cátodo. Esta técnica puede ser útil en aplicaciones donde se necesite un control preciso sobre la emisión de electrones.

Los electrones liberados del cátodo son acelerados mediante un campo eléctrico establecido entre el cátodo y un electrodo extractor, conocido como puerta. Luego, pasan a través de una serie de

lentes electromagnéticas que los enfocan y dirigen hacia el ánodo. La energía de los electrones al alcanzar el ánodo es igual a la diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo. Para obtener un haz de electrones colimado, se puede utilizar un electrodo cilíndrico cerrado con una placa que tenga una abertura circular o en forma de rendija, lo que permite dirigir con precisión el haz de electrones hacia su destino.

Los rayos catódicos tienden a propagarse en línea recta en ausencia de influencias externas, pero pueden ser desviados por campos eléctricos o magnéticos. Estos campos pueden ser producidos colocando electrodos de muy bajo voltaje o imanes dentro del tubo de vacío, lo que permite manipular la trayectoria de los electrones según sea necesario.

Deflexión magnética

Si se establece un campo magnético \mathbf{B} perpendicular a la velocidad de los electrones \mathbf{v} , éstos, al ser partículas cargadas, experimentarán la fuerza de Lorentz:

$$\mathbf{F}_L = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (4.1)$$

siendo e la carga del electrón. La fuerza de Lorentz, al ser siempre perpendicular a la velocidad, produce un movimiento circular en el electrón. Por lo que si igualamos en módulo la fuerza de Lorentz a la fuerza centrípeta tendremos:

$$e \cdot v \cdot B = m \cdot \frac{v^2}{r} \quad (4.2)$$

siendo m la masa del electrón y r el radio de curvatura de la trayectoria. Despejando tendremos:

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{r \cdot B} \quad (4.3)$$

Es decir, conociendo la velocidad de la partícula, el radio de la trayectoria y el campo aplicado es posible conocer la relación carga/masa del electrón. Además, como el electrón ha sido acelerado previamente por el ánodo con una diferencia de potencial V_a , su velocidad puede determinarse y vendrá dada por:

$$e \cdot V_A = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \rightarrow v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot V_a} \quad (4.4)$$

Combinando las ecuaciones (4.3) y (4.4):

$$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot V_A}{(r \cdot B)^2} \quad (4.5)$$

Compensación de campos

Si aplicamos simultáneamente un campo eléctrico que actúe en sentido contrario al magnético, de modo que ambas fuerzas se compensen, el electrón seguirá una trayectoria recta. La fuerza ejercida por un campo eléctrico \mathbf{E} es igual a:

$$\mathbf{F}_E = -e\mathbf{E} \quad (4.6)$$

Igualándola en módulo con la fuerza de Lorentz, tendremos:

$$e \cdot E = e \cdot v \cdot B \quad (4.7)$$

de donde podemos concluir que el módulo de la velocidad viene dado por:

$$v = \frac{E}{B} \quad (4.8)$$

Deflexión eléctrica

Un capacitor con una tensión V_P y una distancia entre placas d genera un campo eléctrica de la forma:

$$E = \frac{V_P}{d}. \quad (4.9)$$

Un electrón que atraviesa dicho campo E con una cierta velocidad v seguirá una cierta trayectoria parabólica de la forma:

$$y = \frac{1}{2} \frac{e E}{m v^2} x^2. \quad (4.10)$$

Conociendo las coordenadas (x, y) del electrón, podemos dar una estimación del cociente carga/masa:

$$\frac{e}{m} = \frac{2y v^2}{E x^2}. \quad (4.11)$$

4.2.2. Un poco de historia

Los rayos catódicos fueron descubiertos inicialmente por Watson en 1752, quien observó que la electricidad pasaba más fácilmente a través de un vacío imperfecto que a través del aire a presión ordinaria. Este fenómeno fue estudiado a fondo a finales del siglo XIX, y se demostró que la corriente eléctrica solo se propagaba en un sentido: del cátodo al ánodo. Esta observación fue el origen de la denominación *rayos catódicos*.

En 1895, J. Perrin demostró, con el hecho de que los rayos son emitidos por el cátodo (el electrodo negativo), que los rayos catódicos tenían carga negativa. Sin embargo, la naturaleza exacta de los rayos catódicos fue confusa durante algún tiempo. Varley y Crookes habían observado su desviación en un campo magnético, mientras que H. Hertz no observó ninguna desviación en un campo eléctrico. Se explicó que esta discrepancia se debía a la ionización del gas residual en el tubo, que neutralizaba el efecto de desviación. Por otra parte, el mismo Hertz, en 1892, había visto que estos rayos podían atravesar láminas metálicas muy delgadas. Por lo tanto, si esos rayos estaban constituidos por algún tipo de partículas, éstas tendrían que ser de una magnitud inferior al átomo, que por aquel entonces se consideraba indivisible.

J.J. Thomson, en 1897, utilizó un tubo de rayos catódicos para medir directamente el cociente carga/masa de los rayos catódicos. Sometió los rayos catódicos a un campo magnético y a un campo eléctrico perpendiculares entre sí y a las trayectorias de los rayos, ajustando los campos para que los rayos no se desviaran de su trayectoria rectilínea. Esto le permitió determinar la velocidad de las partículas igualando las fuerzas eléctricas y magnéticas. Luego, suprimió el campo magnético y obtuvo la relación carga/masa, conocida la velocidad a partir de mediciones sobre una pantalla de la desviación de la trayectoria de las partículas. El valor que obtuvo para e/m_0 fue de 0.7×10^{11} C/kg (comparando con las mediciones actuales: $e/m_0 = 1.76 \times 10^{11}$ C/kg). La falta de precisión de los resultados iniciales fue debida a inhomogeneidades de los campos, y a campos residuales creados por la acumulación de cargas estáticas en los materiales dieléctricos.

Thomson repitió el experimento para distintos gases y cátodos, encontrando que la relación carga/masa para los rayos catódicos era siempre la misma dentro de la incertidumbre experimental. Esto llevó a la conclusión de que los rayos catódicos estaban constituidos por partículas comunes a todos los materiales, constituyentes de todos los átomos. El mismo Thomson, utilizando una cámara de niebla como las desarrolladas por C.T.R. Wilson, había encontrado que la carga de los rayos catódicos era la misma que la de los iones de hidrógeno de la electrólisis y la misma que la de las partículas que provenían de bombardear una placa de zinc con radiación ultravioleta. Quedó entonces fuera de toda duda que el valor tan alto encontrado de la relación e/m , no era debido a una carga eléctrica elevada, sino a una masa muy pequeña. A estas partículas se les

dió el nombre de *electrones*, que ya había sido propuesto por J. Stoney, y que proviene de la voz griega que designa al ámbar, materia con la que habían empezado los experimentos históricos sobre la electricidad.

4.3. Equipo experimental

4.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Tubo de rayos catódicos con cruz de Malta.
- Portatubo.
- Fuente de alta tensión de 10 kV para el calentamiento del tubo.
- Cables de seguridad para las distintas conexiones.
- Un polímetro.
- Un tubo de rayos catódicos en cuyo interior hay un capacitor eléctrico, esto es, un par de placas deflectoras separadas por una distancia de 54 mm.
- Dos bobinas de Helmholtz de diámetro 136 mm y 320 espiras, conectadas alrededor del tubo de rayos.
- Una fuente de tensión variable para la alimentación de las bobinas de Helmholtz que crean el campo magnético.
- Dos fuentes de alta tensión para calentar el tubo y alimentar el capacitor eléctrico, respectivamente.
- Cables para conexiones.

4.3.2. Descripción del equipo experimental

Tubo de rayos catódicos con cruz de Malta

El tubo con cruz de Malta sirve para demostrar la propagación en línea recta de los electrones en el espacio libre de campos. Se puede encontrar un esquema visual en la Figura 4.1. En el tubo se aceleran electrones desde el ánodo (6) hacia una pantalla fluorescente (4) donde son observados como un fenómeno luminoso. El cañón eléctrico (1) genera un haz de electrones divergente que forma en la pantalla la imagen de un cuerpo situado entre la pantalla y el cañón. Entre el ánodo y la pantalla se encuentra una cruz de Malta (5) cuya sombra puede verse en la pantalla. La cruz de Malta puede ser puesta a un potencial cualquiera a través de un terminal aparte (3).

En el experimento se verifica que la propagación de los electrones en el espacio libre es en línea recta. Para ello, la cruz de Malta es puesta al potencial del ánodo y luego se compara la sombra de la cruz producida por el rayo electrónico con la sombra producida por la luz. A partir de la superposición observada de ambas sombras, se concluye que los electrones se propagan en línea recta. A continuación, con un imán se desvían los electrones, por acción de la fuerza de Lorentz; la imagen de la sombra aparece entonces desplazada y ligeramente deformada.

Finalmente, la cruz de Malta se deja sin potencial para ser cargada negativamente por los electrones que inciden en ella. Al mismo tiempo, las cargas espaciales generadas alrededor de la

cruz de Malta producen un potencial repulsivo de tal forma que la imagen aparece aumentada y deformada sobre la pantalla.

Tubo de Thomson

El tubo de Thomson sirve de apoyo a los haces electrónicos en campos eléctricos y magnéticos. Permite tanto una apreciación de la carga específica e/m como también la determinación de la velocidad de los electrones v . Su esquema visual puede verse en la Figura 4.2. El tubo de deflexión de haz electrónico posee un cañón electrónico en una ampolla de vidrio al vacío con un sistema de electrodos con enfoque incorporado, un cátodo (3) termoiónico Wolfram de calentamiento directo (4) y un ánodo de forma cilíndrica (5). Gracias a una placa de capacitor insertada (2,7), el haz electrónico se puede desviar electrostáticamente y con la utilización de bobinas Helmholtz, también magnéticamente. Las placas deflectoras sujetan una pantalla fluorescente (1) con retícula graduada en centímetros, la cual está inclinada 15° con respecto al eje del haz, sobre la cual se podrá visualizar la trayectoria del haz electrónico.

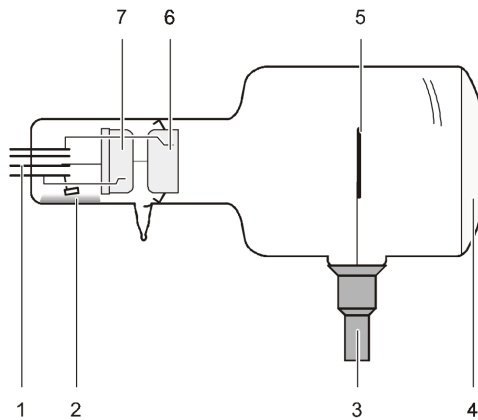


Figura 4.1: Esquema del tubo de rayos catódicos con cruz de Malta.

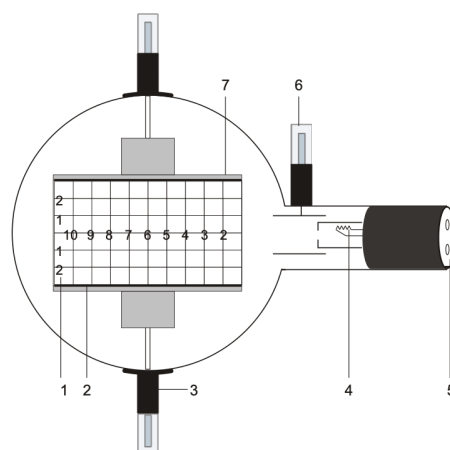


Figura 4.2: Esquema del tubo de Thomson.

4.3.3. Instrucciones de seguridad

Tubos de rayos catódicos

- Tanto el tubo con cruz de Malta como el de Thomson están formados por paredes delgadas de vidrio, por lo que han de manejarse con cuidado para evitar riesgo de implosión.
- Deben evitarse cargas mecánicas sobre los tubos.
- Sólo se pueden conectar los cables de seguridad especialmente diseñados para este experimento. Realizar dicha conexión solo cuando los tubos se encuentren correctamente colocados en el portatubo y con las fuentes apagadas.
- Deben evitarse valores elevados de potencial y de corriente. En particular, **no se debe operar con voltajes superiores a 5 kV**. En el caso de las bobinas Helmholtz, es importante que **no se supere el valor de 1,5 A por más de 10 minutos, así como 2 A por un máximo de 3 minutos**.
- Tras realizar el experimento, permitir un tiempo de enfriamiento antes de desconectar el tubo.

4.4. Método

4.4.1. Tubo de rayos catódicos con cruz de Malta

Con el tubo de rayos catódicos en cuyo interior hay una cruz de Malta se pueden detectar los rayos catódicos producidos y observar cualitativamente como se alteran sus trayectorias en presencia de cargas electrostáticas y de campos magnéticos. El montaje del experimento se puede observar en la Figura 4.3.

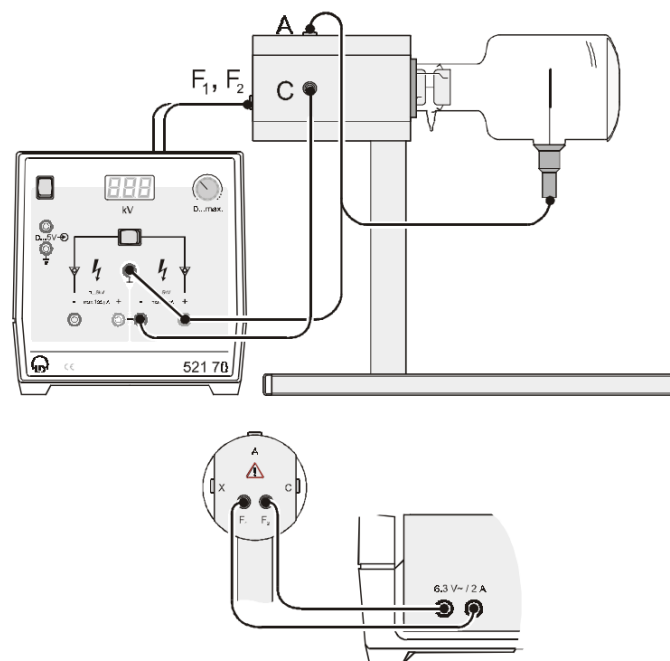


Figura 4.3: Montaje experimental del tubo de rayos catódicos con cruz de Malta.

PROCEDIMIENTO:

- Para calentar el cátodo, conecta las hembrillas F_1 y F_2 del portatubo a la salida posterior de la fuente de alimentación de alta tensión de 10 keV.
- Conecta la hembrilla C del portatubo (casquillo del cátodo del tubo con cruz de Malta) al polo negativo y la hembrilla A (ánodo) al polo positivo de la fuente de alimentación de 10 keV. El polo positivo debe ponerse a tierra.
- Conecta la cruz de Malta a la hembrilla A..
- Enciende la fuente de alimentación de alta tensión para comenzar a calentar el cátodo.
- Aumenta lentamente la tensión anódica a 4.5 keV y observa los cambios producidos en la pantalla fluorescente.
- Pasa el imán lateralmente por la pantalla y observa las diferencias en la imagen.
- Retira el cable entre la hembrilla A y la cruz de Malta, observando nuevamente los cambios en la imagen.

4.4.2. Medida de la relación carga/masa y velocidad del haz de los electrones en un tubo de Thomson

Por medio de deflexión magnética

PROCEDIMIENTO:

- **Montaje**
 - Realiza las conexiones que se aprecian en la Figura 4.4.
 - Empieza conectando el dispositivo de alimentación de alta tensión. Aplicando una tensión en las bobinas (voltaje de aceleración V_a), observarás cómo aparece un haz de electrones que sigue una trayectoria recta.
 - A continuación, al aplicar una corriente en las bobinas I , observarás cómo el haz de electrones se curva y sigue una trayectoria circular.

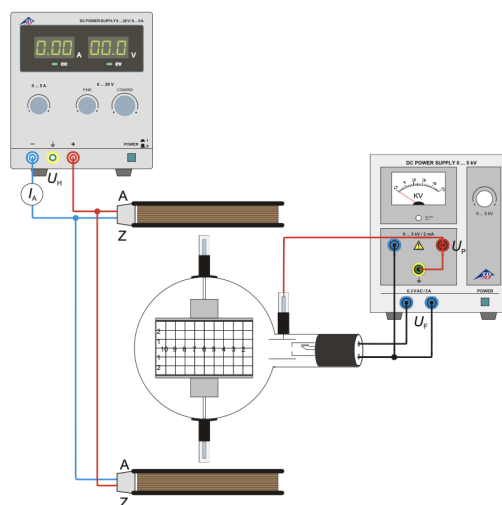


Figura 4.4: Montaje del tubo de Thomson para la deflexión magnética.

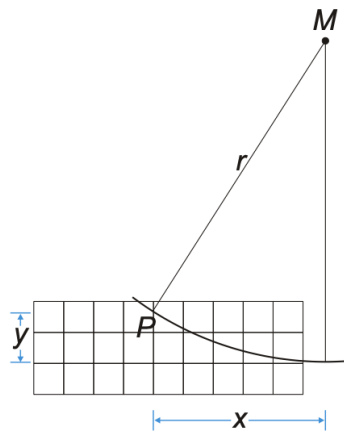


Figura 4.5: Esquema geométrico para la determinación del radio de curvatura de los electrones.

■ Toma de datos

Para un potencial de aceleración V_a dado, obtén el radio r y el campo magnético B para 6 o 7 valores de intensidad I de campo aplicados. Repite el proceso variando V_a en un rango de 1 a 2.5 kV con intervalos de 0.5 kV.

- El radio r se calcula a partir del Teorema de Pitágoras, siguiendo el esquema geométrico de la Figura 4.5:

$$r = \frac{x^2 + y^2}{2y}, \quad (4.12)$$

donde x, y (en centímetros) se pueden leer directamente en la escala.

- Para obtener el campo magnético B en la geometría de bobinas de Helmholtz a partir del valor de la corriente I , se aplica:

$$B = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\mu_0 \cdot n \cdot I}{R} \quad (4.13)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ T·m/A es la permeabilidad en el vacío, $n = 320$ (vueltas de las bobinas) y $R = 68$ mm (radio de las bobinas).

■ Análisis de datos

- A partir de la ecuación (4.5), podemos hallar la relación carga/masa del electrón ajustando a una recta la representación gráfica del cuadrado del campo magnético B^2 en función del inverso del cuadrado del radio de curvatura $1/r^2$:

$$B^2 = \frac{2V_a}{e/m} \cdot \frac{1}{r^2} \quad (4.14)$$

donde e/m lo podemos extraer a partir de la pendiente del ajuste, $\frac{2V_a}{e/m}$.

- La velocidad de los electrones se obtiene empleando la ecuación (4.4).

Por medio de compensación de campos

PROCEDIMIENTO:

▪ Montaje

- Realiza las conexiones que se aprecian en la Figura 4.6.
- Empieza conectando el dispositivo de alimentación de alta tensión. Aplicando una tensión en las bobinas (voltaje de aceleración V_a), observarás cómo aparece un haz de electrones que sigue una trayectoria recta.
- A continuación, al aplicar una corriente en las bobinas I , observarás cómo el haz de electrones se curva y sigue una trayectoria circular.
- Conecta el dispositivo de alimentación que proporciona el campo eléctrico E y ajusta el potencial de deflexión V_P de tal manera que el campo eléctrico neutralice al magnético y el haz de electrones ya no se desvíe.

▪ Toma de datos

Para un voltaje de aceleración dado V_a , obtén el campo eléctrico E y el campo magnético B para 5 o 6 valores de intensidad I de campo aplicados. Repite el proceso variando V_a en un rango de 1 a 2.5 kV con intervalos de 0.5 kV.

- El campo eléctrico E se calcula a partir de la siguiente expresión:

$$E = \frac{V_P}{d} \quad (4.15)$$

siendo $d = 54$ mm la distancia entre las placas del condensador.

- Para obtener el campo magnético B en la geometría de bobinas de Helmholtz a partir del valor de la corriente I , se aplica la ecuación (4.13).

Ánisis de los datos

- A partir de la ecuación (4.8), podemos hallar la velocidad del haz de electrones ajustando a una recta la representación gráfica del cuadrado del campo eléctrico E en función del magnético B :

$$E = v \cdot B \quad (4.16)$$

donde v es la pendiente del ajuste.

- A partir de la ecuación (4.4), se obtiene el cociente carga/masa:

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2V_a} = \frac{1}{2V_a} \cdot \left(\frac{E}{B}\right)^2 \quad (4.17)$$

Por medio de deflexión eléctrica

PROCEDIMIENTO:

▪ Montaje

- Realiza las conexiones que se aprecian en la Figura 4.7.
- Empieza conectando el dispositivo de alimentación de alta tensión. Aplicando una tensión en las bobinas (voltaje de aceleración V_a), observarás cómo aparece un haz de electrones que sigue una trayectoria recta.

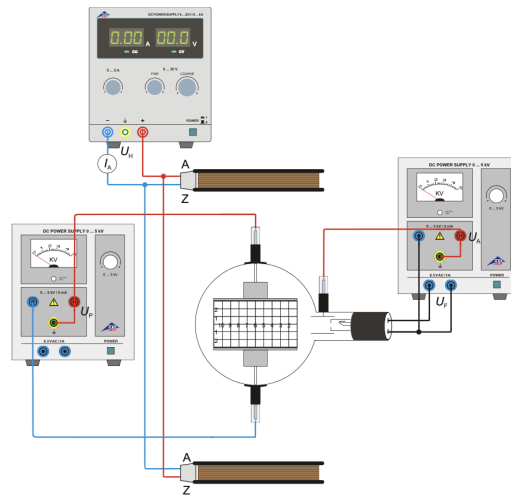


Figura 4.6: Montaje del tubo de Thomson para la compensación de campos.

- Conecta el dispositivo de alimentación que proporciona el campo eléctrico E y ajusta el potencial de deflexión V_P de tal manera que el campo eléctrico desvíe la trayectoria de electrones.

■ Toma de datos

Para un voltaje de aceleración dado V_a , obtén el campo eléctrico E y las coordenadas x, y para 5 o 6 valores de potencial de deflexión V_P aplicados. Repite el proceso variando V_a en un rango de 1 a 2.5 kV con intervalos de 0.5 kV.

- El campo eléctrico se calcula mediante la ecuación (4.15).
- Las coordenadas x, y se pueden estimar con la Figura 4.5.

Ánisis de los datos

- A partir de la ecuación (4.4), podemos hallar la velocidad del haz de electrones, utilizando para ello un valor teórico del cociente carga/masa.
- Con este valor de la velocidad y las medidas experimentales de E y (x, y) , podemos usar la ecuación (4.11) para dar una estimación del cociente carga/masa.

4.5. Resultados y conclusiones

4.5.1. A realizar en el laboratorio

Encontrar la relación carga/masa y la velocidad de los electrones para cada potencial de aceleración mediante los ajustes mencionados y promediar los resultados obtenidos. Realizar este proceso utilizando el método de deflexión magnética, deflexión eléctrica y de compensación de campos. Comparar los resultados experimentales de e/m con el valor de la literatura.

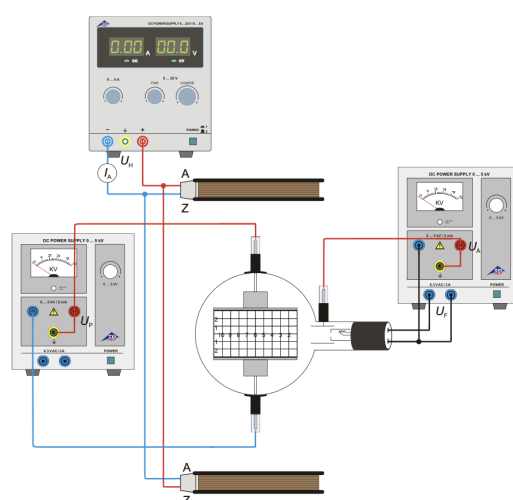


Figura 4.7: Montaje del tubo de Thomson para el método de deflexión eléctrica.

Práctica 5

El Contador Geiger-Müller (GM)

5.1. Objetivos del experimento

- Familiarizarse con la utilización de un detector Geiger-Müller.
- Estudiar las características más significativas de la radiactividad: naturaleza estadística, disminución con la distancia, poder de penetración, desviación en campos magnéticos, . . .

5.2. Introducción

5.2.1. Fundamentos

La radiactividad natural

Los núcleos de los átomos de ciertas sustancias son inestables. Emiten espontáneamente radiación y pasan a convertirse en sustancias diferentes. La radiación emitida en el proceso de la desintegración nuclear se clasifica en tres tipos diferentes: rayos α , β y γ , a los que hay que añadir los *productos de fisión*.

La probabilidad de emisión espontánea determina la **vida media** del núcleo radiactivo, y por lo tanto su **actividad**. Hay elementos radiactivos presentes en la naturaleza como residuos de la génesis del Sistema Solar o procedentes de impactos de meteoritos, y otros producidos artificialmente en los reactores nucleares o en las bombas¹. El fenómeno de la desintegración radiactiva es puramente aleatorio. Es imposible predecir cuando va a emitir un núcleo individual. Se denomina **período de semidesintegración** al tiempo durante el cual se desintegran la mitad de los núcleos de una muestra dada. La probabilidad de que un núcleo emita es independiente de lo que hayan hecho los demás, así que nos encontramos frente a un fenómeno caracterizado por una distribución estadística **binomial**. Cuando la población de núcleos activos puede considerarse muy grande y constante durante el tiempo de observación, las mediciones se describen bien mediante la estadística de **Poisson**, que se deduce de la binomial en el caso límite de un número de núcleos elevado².

Cada elemento radiactivo se caracteriza por su espectro de emisión, y cada uno de sus modos de desintegración por su período de semidesintegración. Estos períodos pueden ser de millones de años o de fracciones de segundo.

¹Se bombardean con haces de partículas determinadas sustancias estables para conseguir otras inestables.

²Esto es obviamente lo que sucede en muestras radiactivas macroscópicas.

- **Rayos α :** Son núcleos de átomos de helio, constituidos por dos protones y dos neutrones. Su carga es positiva e igual a dos veces la carga del electrón. Interaccionan con el campo coulombiano de los núcleos y de los electrones (ionizando los átomos). Tienen poco poder de penetración en la materia porque ceden mucha energía en sus colisiones con los núcleos. Las partículas α emitidas por fuentes radiactivas naturales son detenidas por láminas de aluminio de un espesor de centésimas de milímetro o por unos pocos centímetros de aire. Son desviados por los campos eléctricos y magnéticos.
- **Rayos β :** Son electrones producidos en la desintegración β de los núcleos. Interaccionan tanto con los núcleos como con los electrones y son desviados por los campos eléctricos y magnéticos. Son usualmente más energéticos que las partículas α y su poder de penetración en la materia es mucho mayor: hacen falta varios milímetros de plomo para detenerlos.
- **Rayos γ :** Son fotones producidos en la desintegración o desexcitación γ de los núcleos. Al igual que los fotones mucho menos energéticos que componen la luz visible, son partículas sin masa y sin carga que no se desvían por campos eléctricos ni magnéticos. Usualmente su energía es elevada, pudiendo aniquilarse por creación de pares (para energías superiores a 0.511 MeV), dispersarse por efecto Compton con poca probabilidad y poca pérdida de energía, o ceder su energía totalmente a un electrón fuertemente ligado en una capa interna e ionizar un átomo. Su poder de penetración en la materia puede ser mucho mayor que los de las partículas altamente ionizantes como los rayos α o β . Se requieren varios centímetros de hierro o plomo para absorberlos completamente.

El cuerpo humano está sometido a una radiactividad ambiental compuesta por radiaciones de muy diversas fuentes:

- Radiaciones externas procedentes del espacio y del Sol (rayos cósmicos), radiación procedente de la desintegración de los minerales radiactivos existentes en la corteza terrestre y contenidos en materiales de construcción (las capas superficiales del suelo contienen uranio y torio, generando emisiones de radón y torón, entre otros), radiación residual de explosiones nucleares, ...
- Radiaciones provenientes del interior de nuestro cuerpo. A través del agua y los alimentos, en nuestro organismo penetran elementos radiactivos que se absorben y eliminan de manera regular a través de los procesos metabólicos, o se fijan definitivamente en los tejidos.

El Contador Geiger–Müller

El contador Geiger–Müller detecta la radiactividad por medio de la recolección de los electrones y los iones positivos que se producen al ionizarse los átomos de un gas que es atravesado por la radiación. Consiste en un recipiente, usualmente cilíndrico, de paredes conductoras y lleno de un gas a baja presión, que suele ser un gas noble como el argón, con ciertos gases añadidos para mejorar sus características (véase la Figura 5.1). Un extremo del cilindro está cerrado con una fina ventana de mica por la que penetra la radiación, que provoca la ionización de los átomos del gas, separándolos en pares electrón–ión positivo. A lo largo del eje del cilindro hay un hilo conductor. Se establece una diferencia de potencial entre el hilo central y las paredes del cilindro, lo que provoca un campo eléctrico radial que conduce a los electrones hacia el hilo (ánodo) y a los iones positivos hacia las paredes (cátodo). El campo en las proximidades del ánodo crece como $1/r$. Esto provoca una fortísima aceleración de los electrones, que producen nuevas ionizaciones en *avalancha* y generan un impulso detectable en el hilo anódico.

Cada partícula que penetra en el detector provoca, pues, una avalancha en el ánodo que es amplificada y registrada por un contador digital. También suele requerirse que genere una señal

auditiva en un altavoz. La diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo debe ser suficientemente alta (del orden de 600 a 1000 V) para que el impulso producido sea independiente de la ionización inicial.

Debido a la acumulación de electrones alrededor del hilo y de los iones positivos en su desplazamiento hacia el cátodo, el detector tarda un cierto tiempo (*tiempo muerto*) en restablecer la configuración original del campo eléctrico. Durante este tiempo no puede detectar otras partículas incidentes. El tiempo muerto puede ser del orden de varios cientos de microsegundos, y es uno de los principales inconvenientes de este detector. Sin embargo, el contador Geiger-Müller se utiliza ampliamente como detector y monitor de la radiactividad debido a que no necesita calibración y es sencillo de operar y mantener, resistente y barato.

En la detección de partículas cargadas altamente ionizantes un contador Geiger-Müller suele tener una eficiencia (número de partículas detectadas dividido por el número de partículas que llegaron al detector), mayor del 90 %. Para radiación γ , sin embargo, la eficiencia puede ser solamente del uno o dos por ciento, porque la probabilidad de que el fotón interactúe en el volumen activo del detector es muy baja.

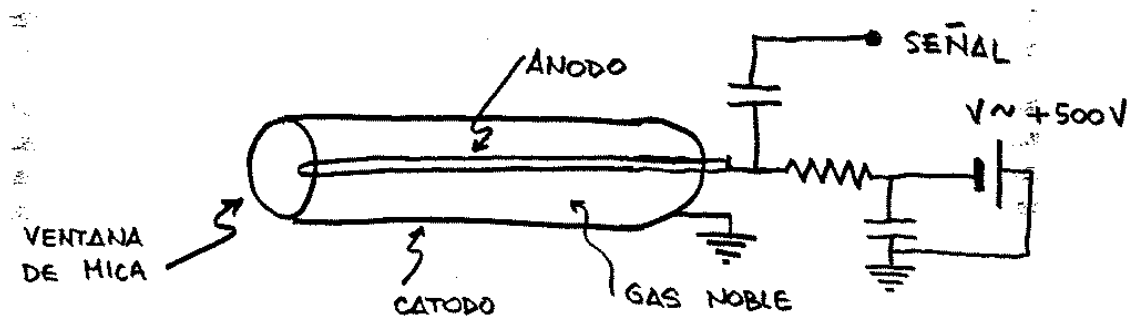


Figura 5.1: Esquema del contador Geiger-Müller.

5.3. Equipo experimental

5.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Tubo contador y aparato contador de Geiger-Müller con altavoz.
- Soporte para el tubo contador y filtros.
- Diversos materiales radiactivos: cloruro potásico, fuente radiactiva de ^{226}Ra .
- Láminas de plomo, aluminio y papel.
- Tubo de plástico relleno de perdigones.
- Imanes.
- Cronómetro.

5.4. Método

Antes de realizar los experimentos previstos con el contador Geiger es necesario **determinar la radiación de fondo del medio ambiente y estudiar su distribución estadística.**

5.4.1. El ruido de fondo

El detector Geiger–Müller no presenta un *ruido de fondo* propio. Sin embargo, para obtener mediciones precisas de la actividad de cierta muestra radiactiva, es necesario medir antes la radiación de fondo proveniente del medio ambiente, tanto de fuentes cósmicas como terrestres, **y luego sustraerla de las medidas que se hagan con la fuente durante la práctica.**

Para determinar el ruido de fondo ambiental, registra el número de señales detectadas en un cierto intervalo de tiempo. Es importante tomar un gran número de medidas durante este intervalo para asegurar una buena precisión en la determinación del ruido de fondo. Además, asegúrate de que el intervalo sea lo suficientemente extenso para que la incertidumbre estadística en la medición del ruido de fondo no afecte significativamente la incertidumbre de otras medidas que realices en el transcurso de la práctica. Por lo tanto, **se recomienda que el tiempo de medida sea de aproximadamente 5 minutos.**

5.4.2. La distribución estadística

En los fenómenos radiactivos no se puede predecir la desintegración de un núcleo determinado. Sin embargo, se puede calcular el tiempo que tardará en desintegrarse un número elevado de núcleos de una muestra. Este fenómeno es de naturaleza aleatoria, lo que significa que diferentes mediciones realizadas en condiciones experimentales idénticas darán resultados diferentes. Por ejemplo, si contamos la cantidad de núcleos desintegrados durante intervalos de cinco minutos, no obtendremos medidas idénticas³ en todos los casos, sino una distribución estadística conocida como **distribución de Poisson**. Su función densidad de probabilidad es:

$$f(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad \text{con} \quad \langle k \rangle = \lambda \quad \text{y} \quad \sigma^2(k) = \langle k^2 \rangle - \langle k \rangle^2 = \lambda \quad (5.1)$$

En el caso que nos ocupa, y denotando por $\langle k \rangle$ el promedio de cuentas que se observan en un cierto intervalo de tiempo Δt , la probabilidad de observar n cuentas en ese mismo intervalo vendría dada por:

$$P(n, \Delta t) = \frac{\langle k \rangle^n}{n!} e^{-\langle k \rangle} \quad (5.2)$$

Si el número N de señales detectadas en los intervalos de cinco minutos es muy alto, la distribución de Poisson se aproxima a una distribución de Gauss con $\sigma = \sqrt{N}$.

La incertidumbre estadística **absoluta** de una medida única N se estima como $\varepsilon_a = \sqrt{N}$. Por lo tanto, la incertidumbre estadística **relativa** es la raíz cuadrada del número de cuentas dividido por el propio número de cuentas: $\varepsilon_r = 1/\sqrt{N}$. La única forma de reducir esta incertidumbre estadística consiste en aumentar N , bien sea reduciendo la distancia de la fuente al contador o aumentando el tiempo de medida.

PROCEDIMIENTO:

- Coloca la fuente de ^{226}Ra a una distancia del contador tal que la tasa de recuento sea del orden de 5 s^{-1} . Si es necesario coloca un filtro entre la fuente y el detector para disminuir el número de cuentas.
- Es conveniente tomar un gran cantidad de medidas (entre 100 y 200) del número de impulsos registrados por el contador cada cinco segundos. Observarás que no siempre se obtiene el mismo valor: hay fluctuaciones.

³En este razonamiento estamos suponiendo que la actividad de la muestra permanece aproximadamente constante durante el tiempo en que realizamos el conjunto de medidas.

- Halla la media aritmética de las medidas y la desviación cuadrática media.
- Representa gráficamente el número de veces que aparecen las medidas contenidas en cada intervalo de número de cuentas, es decir, el *histograma* de la distribución de medidas observadas. Los intervalos del histograma hay que elegirlos de forma que contengan el suficiente número de medidas para que sea clara la forma *poissoniana* de la distribución.
- Busca sobre la gráfica el número de cuentas que corresponde al máximo de la distribución. Compáralo con la media aritmética obtenida.
- Estima aproximadamente sobre la gráfica la semianchura de la distribución. Compárala con la raíz cuadrada de la media aritmética obtenida: deben ser aproximadamente iguales. La raíz cuadrada del número de cuentas es una estimación de la incertidumbre estadística absoluta de una medida única, y por lo tanto su incertidumbre estadística relativa disminuye al aumentar el número de cuentas.

5.4.3. Estudio del poder de penetración de la radiación

El poder de penetración de la radiación a través de un material depende del tipo de radiación, de su energía y de la propia naturaleza del material. Las radiaciones α son menos penetrantes que las β , y las β menos penetrantes que las γ . A mayor grosor, densidad y peso atómico de un cierto material, mayor capacidad tendrá para detener cualquier tipo de radiación. El estudio de la atenuación de la radiación a su paso a través de distintas capas de materia de diferente grosor se puede utilizar para poner de manifiesto la emisión de los tres tipos de radiación por una muestra (o muestras) de material radiactivo.

El ^{226}Ra es un isótopo radiactivo con un período de semidesintegración⁴ de unos 1600 años. A través de una larga cadena de desintegraciones α y β acaba convirtiéndose en ^{206}Pb , que es estable. Dicho decaimiento puede verse en la Figura 5.2. Además de emisiones α y β , se producen también emisiones γ debido a las desexcitaciones nucleares que tienen lugar en varios de los elementos de la cadena. Las partículas α son absorbidas por una simple hoja de papel. Para absorber las radiaciones β hace falta más espesor de papel, o bien láminas metálicas. La radiación γ , sin embargo, es capaz de atravesarlas.

PROCEDIMIENTO:

- Coloca la fuente radiactiva de ^{226}Ra en su soporte y, a continuación, una hoja de papel. Toma medidas del número de cuentas para una hoja de papel interpuesta. Repite este proceso para dos, tres, ..., hasta veinte hojas de papel. Es importante que la fuente radiactiva esté lo más cerca posible del detector para minimizar la absorción en el aire. **Toma medidas durante tiempos razonables (dependiendo del número de hojas) para que las incertidumbres estadísticas no sean demasiado elevadas.** Para la primera hoja, puedes comenzar con un intervalo de medición de 20 segundos.
- Representa el número de cuentas en función del número de hojas de papel interpuestas. Haz una gráfica normal y otra semilogarítmica.
- Mide de nuevo el número de cuentas, pero añadiendo al paquete final de hojas una y dos láminas de aluminio, respectivamente, y compara estos valores con los obtenidos para las veinte hojas de papel.

⁴El período de semidesintegración, usualmente denotado como $t_{1/2}$, es el tiempo necesario para que el número inicial de núcleos radiactivos se reduzca en un factor 1/2. La vida media, τ , es el tiempo necesario para que el número inicial de núcleos radiactivos se reduzca en un factor 1/e. La relación entre ellos es $t_{1/2} = \tau \ln 2$.

5.4.4. Variación de la tasa de recuento con la distancia

La intensidad de la radiación disminuye con el inverso del cuadrado de la distancia entre la fuente y el detector. Esto es cierto si no hay absorción de radiación por el aire, lo cual se cumple aproximadamente para la radiación β y γ emitidas por la fuente de ^{226}Ra si las distancias en estudio son menores de 15 o 20 cm. La radiación α se elimina absorbiéndola con un filtro de papel.

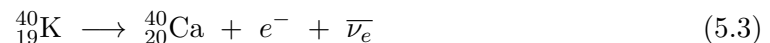
PROCEDIMIENTO:

- Coloca en su soporte la fuente radiactiva de ^{226}Ra y, a continuación, una hoja de papel para detener la radiación α . **Toma medidas durante tiempos razonables (dependiendo de la tasa de recuento) para que las incertidumbres estadísticas no sean demasiado elevadas**⁵. Coloca el contador a distancias crecientes de la fuente: desde 1 hasta 10 cm, cada 0.5 cm.
- Representa el número de cuentas obtenidas en función de la distancia, comprobando de qué forma disminuye. Haz una gráfica normal y otra semilogarítmica.

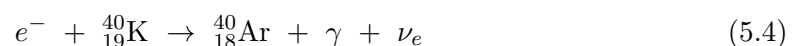
5.4.5. Determinación de la radiación emitida por fuentes naturales y artificiales: radiación del ^{40}K en el cloruro potásico

El potasio es un elemento químico muy abundante en la naturaleza. El contenido de la corteza terrestre en potasio es alto, del orden de un 2.6 % en peso. En el agua de mar el contenido de cloruro potásico es cuarenta veces menor que de cloruro sódico, es decir, la sal común de origen marino tiene 1/40 de cloruro potásico. La proporción del isótopo radiactivo ^{40}K en el potasio natural es del 0.0118 %. El núcleo de ^{40}K se desintegra principalmente a través de los siguientes procesos:

- Emisión de β^- :



- Captura electrónica ϵ :



Emite, por tanto, radiación β y γ .

PROCEDIMIENTO:

- Se fija en el soporte para la fuente una bolsita de plástico con cloruro potásico y se leen las medidas proporcionadas por el contador Geiger–Müller (colocado muy cercano a la muestra) en un tiempo razonable para obtener una pequeña incertidumbre estadística.
- A estas medidas se les resta el fondo determinado durante los correspondientes intervalos de tiempo en ausencia de cloruro potásico.

⁵Para una misma distancia puedes realizar varias medidas si lo consideras adecuado. Si realizas un número suficientemente alto de ellas deberías obtener una distribución de Poisson. Si el número es más reducido bastará con que obtengas la media aritmética ponderada de los resultados.

5.4.6. Comportamiento de los rayos β y γ en un campo magnético

La radiación β está formada por electrones, por lo tanto será desviada de su trayectoria inicial al atravesar un campo magnético. El ángulo de desviación depende de la intensidad del campo magnético. Cuanto más intenso sea el campo, mayor será la desviación. La radiación γ , por otra parte, está formada por fotones y no resulta desviada por los campos magnéticos.

PROCEDIMIENTO:

- Estudio del comportamiento de los rayos β :
 - Coloca la fuente de ^{226}Ra en su soporte. A continuación, sitúa delante de ella una lámina de plomo con un agujero de 3 mm para obtener un haz de radiación estrecho. Hay que interponer una lámina de papel para absorber la radiación α .
 - Antes de usar los imanes, es necesario realizar unas medidas sin ellos para verificar que el colimador está bien centrado. Estas medidas nos servirán para comparar con las realizadas utilizando los imanes.
 - Ahora, sitúa horizontalmente los dos imanes de disco, uno por encima del haz y otro por debajo, con el fin de crear un campo magnético vertical y perpendicular a la dirección de vuelo de las partículas β . El campo magnético ejercerá una fuerza en el plano horizontal que desviará las partículas β hacia su izquierda o hacia su derecha (según la polaridad de los imanes). Para detectar la desviación producida por el campo magnético hay que medir el número de cuentas para distintos valores del ángulo formado entre el tubo detector y la dirección de la radiación incidente. Toma medidas, durante tiempos adecuados, para ángulos de -45° , -30° , -15° , 0° , 15° , 30° y 45° .
 - Compara las medidas tomadas con y sin campo magnético, comprobando que en ausencia de campo el máximo número de cuentas se produce para un ángulo igual a cero (si el colimador está bien centrado). En cambio, si hay campo magnético el máximo número de cuentas se desplaza significativamente a valores del ángulo distintos de cero.
- Estudio del comportamiento de los rayos γ :
 - Procede de manera análoga al caso anterior, pero añadiendo al montaje dos láminas de aluminio después de la hoja de papel para absorber los rayos β .
 - Comprueba que los resultados que se obtienen con y sin imán son iguales dentro de las fluctuaciones estadísticas: no hay desviación.

5.5. Resultados y conclusiones

5.5.1. A realizar en el laboratorio

Calcular la tasa de conteo que corresponde a la radiación ambiental en el laboratorio con su incertidumbre. Para las medidas donde el número de cuentas es pequeño (estudio de la distribución estadística) calcular el valor medio del número de cuentas y su varianza. Compararlos. Representar el logaritmo del número de cuentas en función del número de láminas de papel. Representar el logaritmo del número de cuentas en función de la distancia interponiendo una hoja de papel. Calcular la tasa de conteo emitido por el cloruro potásico. Representar el número de cuentas en función del ángulo de desviación, con y sin la influencia de un campo magnético para radiación beta y gamma.

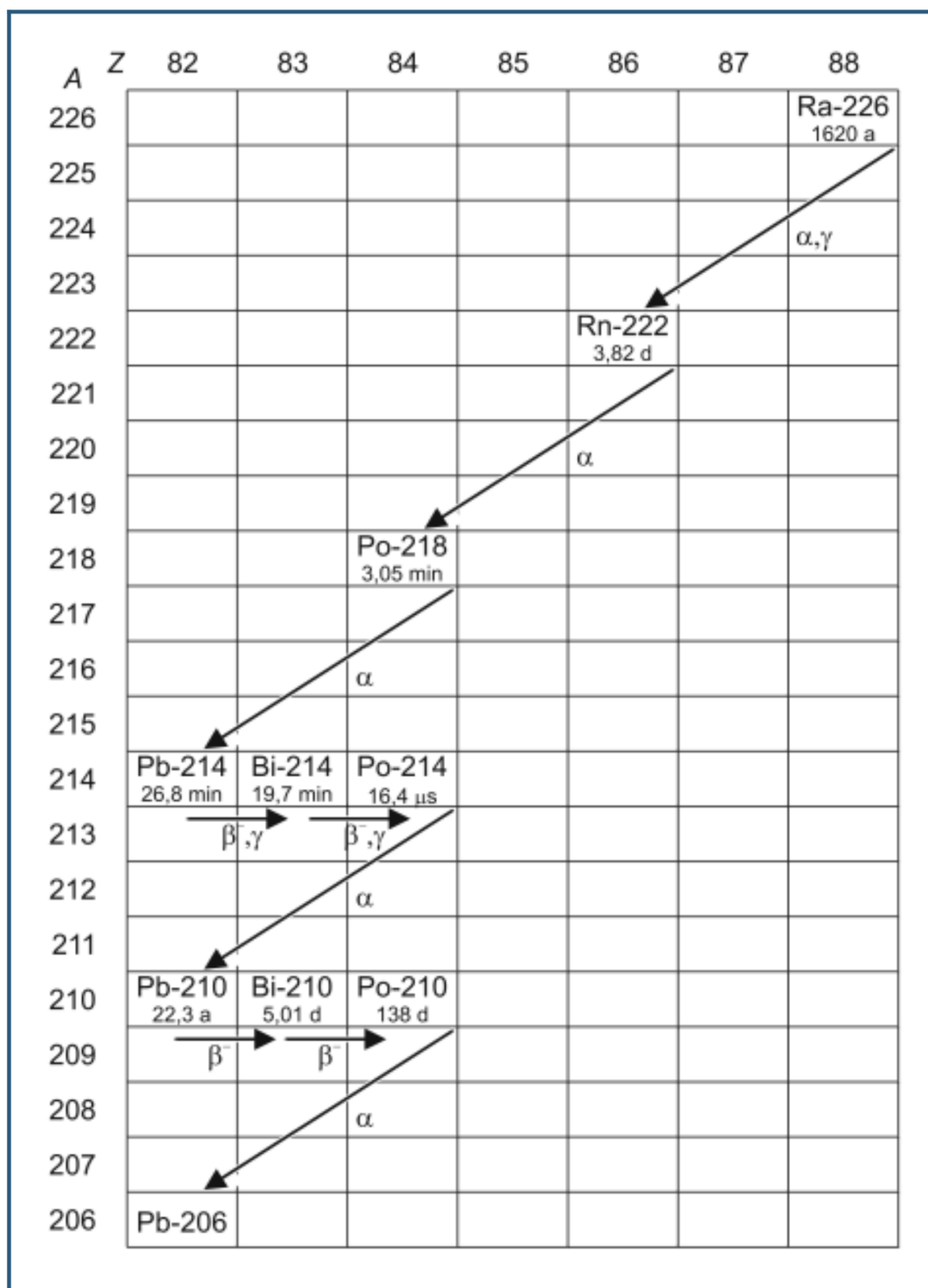


Figura 5.2: Esquema de decaimiento del ^{226}Ra .

Práctica 6

Dispersión de Rutherford (RU)

6.1. Objetivos del experimento

- Registrar la tasa de recuento directo N_d de partículas α dispersadas por una lámina de oro en función del ángulo θ .
- Determinar las tasas de recuento corregidas N con respecto a la distribución de dispersión en el espacio.
- Validar la fórmula de dispersión de Rutherford.

6.2. Introducción

6.2.1. Un poco de historia

Desde los tiempos de los filósofos griegos, una de las corrientes filosóficas más desarrolladas fue la del atomismo, que postulaba que todos los componentes del universo estaban formados por la combinación de entidades individuales muy pequeñas, a las que llamaron átomos. Siglos después, Dalton propuso el primer modelo científico del átomo, que aunque simple, explicaba en gran medida los diversos problemas que estudiaba la química a principios del siglo XIX.

En 1897, Thomson descubrió con su experimento de rayos catódicos la existencia de partículas de carga negativa, posteriormente llamadas electrones. Teorizó que estas partículas eran emitidas por los átomos de los electrodos de su experimento, por lo que propuso su modelo atómico, conocido como modelo plum cake, donde el átomo era una nube de carga positiva uniforme en la que se distribuían las partículas negativas.

En 1910, Rutherford (alumno de Thomson), Geiger y Mardsen llevaron a cabo experimentos bombardeando partículas α sobre láminas finas de oro. Como las partículas α tienen carga positiva, según el modelo de Thomson deberían atravesar el átomo sin problemas. Sin embargo, los resultados experimentales mostraron que algunas partículas se desviaban en su trayectoria, es decir, se dispersaban.

Esto llevó a que Rutherford propusiera el modelo nuclear del átomo, donde los átomos tienen un núcleo positivo con Z veces la carga del electrón, que contiene la mayor parte de la masa del átomo y tiene un tamaño aproximado de 10 fm. De esta manera, el potencial coulombiano creado por el núcleo hace que los electrones orbiten como si fuera un sistema planetario, y también explica que las partículas α se dispersen debido a la repulsión entre cargas positivas.

Hoy en día, con el desarrollo de la teoría cuántica, sabemos que el modelo planetario es inviable, pero la existencia de un núcleo con carga positiva es un pilar básico en todas las ramas científicas. Por lo tanto, el experimento llevado a cabo por Rutherford, aunque antiguo, es fundamental en la formación científica tanto básica como especializada.

En este contexto, en el laboratorio buscaremos recrear la experiencia llevada a cabo por Rutherford hace más de 100 años. Para ello, mediante una montaje similar, buscaremos obtener los parámetros de la dispersión de Rutherford, es decir, la dependencia que tiene el número de partículas dispersadas con el ángulo de dispersión θ . Además, utilizaremos las propiedades de este experimento para el cálculo de números atómicos Z o la energía de las partículas α , E_α .

6.2.2. Fundamentos

Cuando las partículas α impactan contra una lámina fina de oro, se desvían de su trayectoria en un fenómeno conocido como *dispersión*, cada una con un ángulo θ . La mayor parte de estas partículas α experimentan desviaciones con ángulos inferiores a 1° (véase la Figura 6.1).

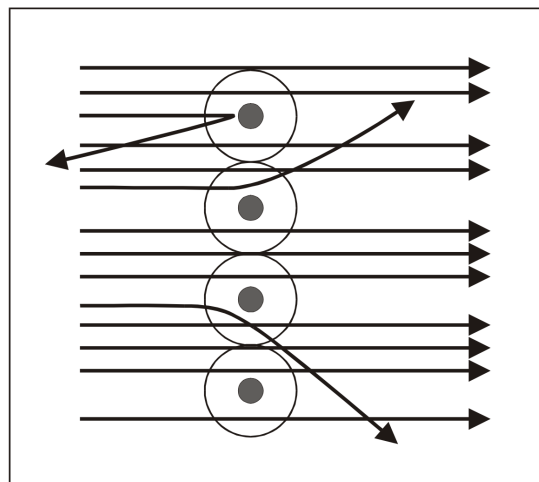


Figura 6.1: Diagrama que representa la dispersión por núcleos densos.

Sin embargo, unas pocas partículas muestran desviaciones sustancialmente mayores, llegando incluso hasta 180° en casos extremos, lo que se denomina *retrodispersión*. Estas observaciones, en principio cualitativas, solo pueden explicarse suponiendo que los átomos de oro poseen un núcleo muy pequeño, que concentra prácticamente toda la masa atómica, y están cargados positivamente. Basándose en esta idea, Rutherford calculó la distribución angular de la tasa de dispersión $N(\theta)$. La tasa de dispersión se refiere al número de partículas que se dispersan durante la unidad de tiempo en un intervalo determinado $d\theta$ alrededor de un ángulo medio θ . El resultado de este cálculo es la **fórmula de dispersión de Rutherford**:

$$N(\theta) = N_0 c_F d_F \frac{Z^2 e^4}{(8\pi\epsilon_0 E_\alpha)^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (6.1)$$

donde cada elemento de la ecuación denota lo siguiente:

- N_0 : tasa de partículas en la lámina
- c_F : concentración atómica en la lámina

- d_F : espesor de la lámina
- Z : número de carga nuclear del material de dispersión
- E_α : energía de las partículas α
- e : carga elemental ($e = 1.6021 \times 10^{-19}$ C)
- ε_0 : constante dieléctrica ($\varepsilon_0 = 8.8524 \times 10^{-12}$ C²/(N · m²))

6.3. Equipo experimental

6.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Cámara de dispersión de Rutherford.
- Fuente de partículas α : preparado de ${}^{241}_{41}\text{Am}$
- Lámina de oro de $2.5 \mu\text{m}$.
- Lámina de aluminio de $8 \mu\text{m}$.
- Placas con ranuras de colimación de 1 mm y 5 mm de ancho.
- Bomba de vacío.
- Detector semiconductor.
- Preamplificador discriminador.
- Contador decimal y cronómetro.

6.3.2. Descripción del equipo experimental

El esquema visual de esta práctica puede verse en la Figura 6.2.

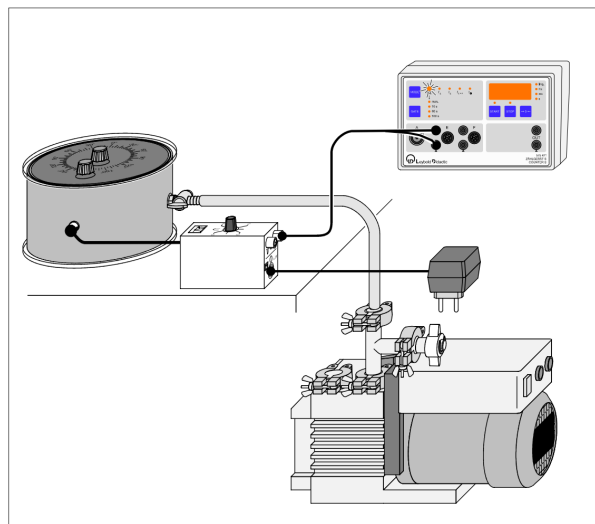


Figura 6.2: Esquema del montaje experimental.

Cámara de dispersión de Rutherford

La cámara de dispersión de Rutherford (ver Figura 6.3) es un contenedor cilíndrico que cuenta con una tapa de plástico equipada con un brazo giratorio y dos entradas: una frontal con un grifo y otra lateral con un conector BNC. En la tapa se encuentra una escala graduada de ángulos y dos botones giratorios que permiten girar la tapa.

Fuente de partículas α : preparado de ${}^{241}_{87}\text{Am}$

La fuente de partículas α utilizada será el isótopo ${}^{241}\text{Am}$, contenido en la cabeza de un pequeño cilindro metálico guardado en un frasco. Debido a su naturaleza radiactiva (ver Figura 6.4), el material se almacena en un armario de seguridad y se maneja siguiendo las normativas establecidas por el Consejo de Seguridad Nuclear (CSN).

Láminas de oro y aluminio y portaobjetos con rendija colimadora

El objetivo del experimento son las láminas de oro y aluminio, conocidas que por su finura son muy delicadas de manipular. Estas láminas se montan en un portaobjetos de color negro que puede equiparse con una rendija colimadora para mejorar la precisión del experimento.

Bomba de vacío

Debido a la baja capacidad de penetración de las partículas α en el aire, el experimento se realiza dentro de una cámara sellada al vacío para evitar la atenuación de las partículas por colisiones con el aire. El vacío se crea y se elimina abriendo y cerrando el grifo conectado a la manguera, respectivamente.

Detector semiconductor, preamplificador discriminador y contador decimal

La detección de partículas se lleva a cabo mediante un detector semiconductor equipado con preamplificador y discriminador, el cual se conecta a la cámara a través de la entrada BNC. Cuando las partículas ionizantes, como las partículas α , interactúan con el detector, provocan un cambio estructural que genera un campo eléctrico débil, el cual es amplificado posteriormente. La señal amplificada es entonces procesada digitalmente, y al conectar un contador, podemos registrar y contar las señales, lo que nos proporciona el número de partículas que han sido detectadas por el dispositivo.

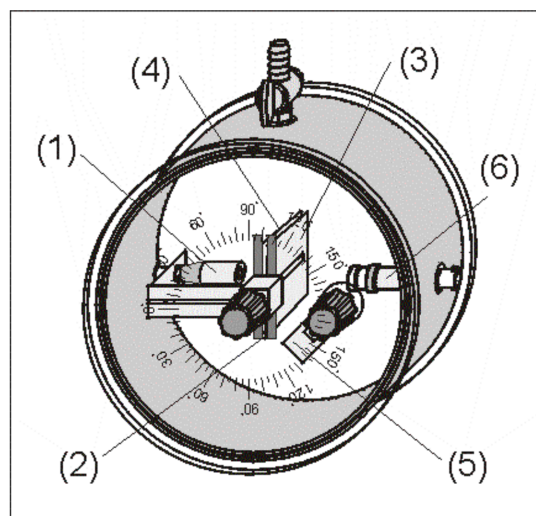


Figura 6.3: Cámara de vacío.

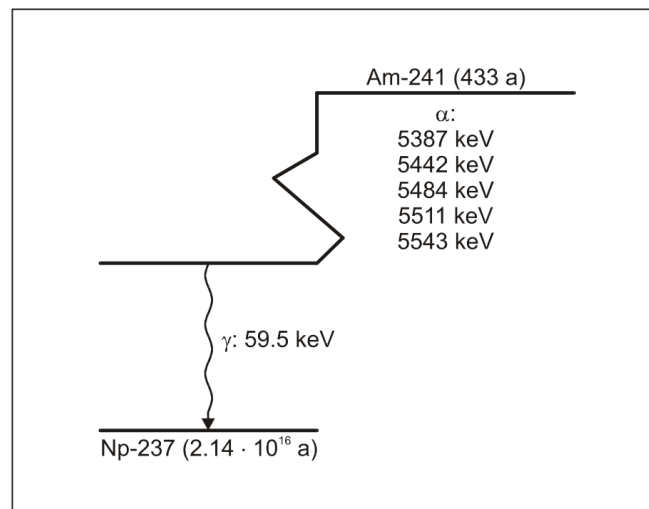


Figura 6.4: Esquema de decaimiento del radioisótopo ^{241}Am .

6.3.3. Instrucciones de seguridad

Dado que la preparación de ^{241}Am produce radiación ionizante:

- Mantén la preparación segura para evitar el acceso de personas no autorizadas.
- Antes de usar la preparación, inspecciónala para asegurarte de que no esté dañada.
- Para garantizar los tiempos de exposición más cortos posibles, solo retira la preparación de su contenedor protector cuando estés realizando el experimento.
- Para asegurar la mayor distancia posible, sostén la preparación solo por el pin de 4 mm.
- Para proteger la preparación, guárdala en su contenedor protector.
- Para garantizar la menor actividad posible, mantén solo la preparación necesaria para el experimento en el banco de laboratorio.

6.4. Método

6.4.1. Medida del fondo

Como primera medición, determina el ruido de fondo. Dado que todos los materiales poseen isótopos radiactivos, es posible que esta radiación externa alcance el detector. Por lo tanto, sin colocar el ^{241}Am en la cámara, utiliza el contador para medir el número de partículas N detectadas durante un largo periodo de tiempo t (unos 600 segundos), utilizando el cronómetro para medir el tiempo con precisión. Posteriormente, recuerda que **todas las medidas realizadas durante la práctica deberán ser corregidas restando el valor del fondo obtenido.**

6.4.2. Medida de la tasa de dispersión en función del ángulo

Instala el emisor en la cámara junto con la lámina de oro, equipada con una rendija de 5 mm, alineando la rendija con el emisor y ajustando el haz incidente. Después de evacuar el aire de la cámara, mide un ángulo θ y registra el número de partículas N por unidad de tiempo t . Para

ello, activa simultáneamente el conector y el temporizador, deteniéndolos a la vez una vez finalizado el periodo de medición. Luego, gira la tapa para variar el ángulo y repite el procedimiento, tomando ángulos negativos y positivos.

Para la realización de este experimento, no necesitas preocuparte por los factores de proporcionalidad de la ecuación (6.1), ya que se mantienen constantes. Lo importante es que la forma de la distribución angular sigue la función:

$$f(\theta) = \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (6.2)$$

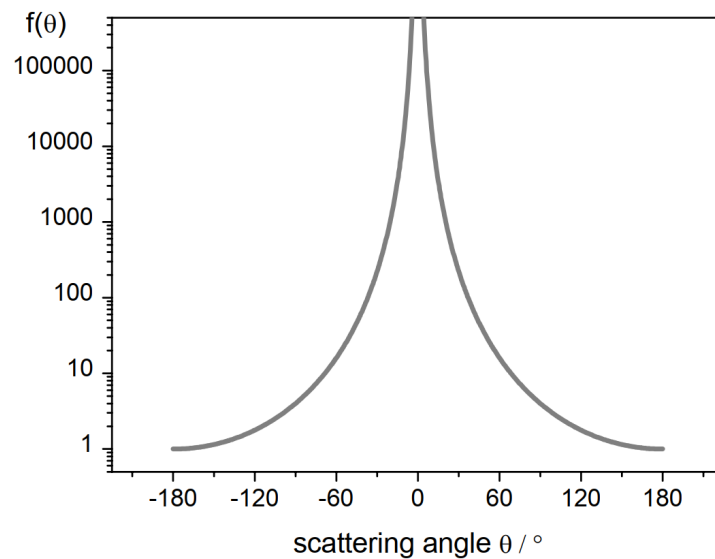


Figura 6.5: Curva teórica de la dispersión Rutherford.

Los valores de $f(\theta)$ disminuyen rápidamente al aumentar el ángulo de dispersión θ . Por ello, en la Figura 6.5, la representación gráfica de $f(\theta)$ se traza en escala logarítmica sobre θ . Un punto de singularidad se hace visible en $\theta = 0$. Por lo tanto, compararemos los resultados de las mediciones con la pendiente teórica solo fuera de esta región, es decir, para valores $\theta > 5^\circ$.

Como para ángulos de dispersión mayores las tasas de recuento se hacen muy pequeñas, los tiempos de medición, $t(\theta)$, para determinar la tasa de recuento N_0 tienen que aumentarse para obtener una precisión aceptable. Para mantener sostenible el tiempo total de medición, el intervalo angular puede restringirse a $\theta \leq 30^\circ$.

PROCEDIMIENTO:

La Fig. 6.6 muestra la geometría del experimento.

- Prepara el contador S para el recuento de impulsos pulsando el botón MODE para activar $N_{A,E}$.
- Selecciona el tiempo de medida $t(\theta) = 100$ s pulsando tres veces el botón GATE.
- Cuenta al menos 50 partículas ($n(\theta) > 50$) en los ángulos: $\theta = \pm 5^\circ, \pm 10^\circ, \pm 15^\circ, \pm 20^\circ, \pm 25^\circ, \pm 30^\circ$
- $t(\theta) = 100$ s es útil para ángulos pequeños. Pulsando GATE + MODE se pueden ajustar tiempos de puerta más largos, es decir, hasta 9999 s (MODE hacia arriba, GATE hacia abajo). Utiliza los indicados en la siguiente Tabla:

θ en $^\circ$	± 5	± 10	± 15	± 20	± 25	± 30
$t(\theta)$ en s	100	200	200	400	900	1200

Importante: Durante las mediciones, protege el detector sensible de la luz, especialmente de la luz fluorescente de las lámparas de techo. En caso necesario, cubre la cámara de dispersión durante las mediciones con un paño negro.

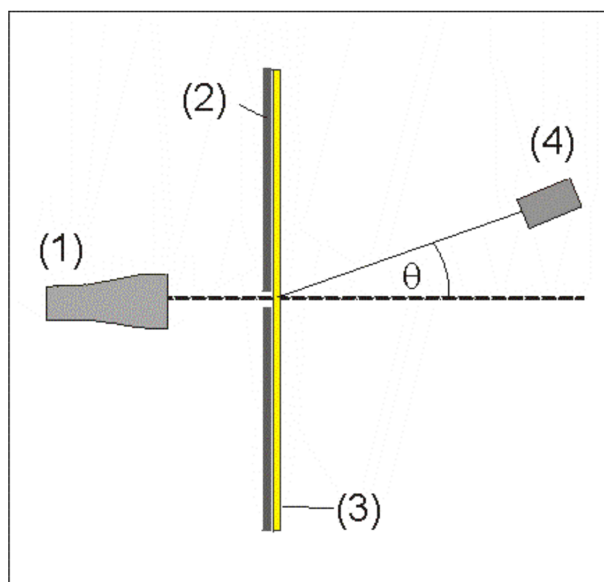


Figura 6.6: Geometría de la dispersión.

Análisis de los datos

Tras registrar los recuentos de impulsos $n(\theta)$, puedes determinar los valores medios $n_m(\theta)$ promediando todas las repeticiones que hayas hecho para cada ángulo. A partir de estos nuevos valores medios $n_m(\theta)$ se calculan las tasas de dispersión $N_d(\theta)$:

$$N_d(\theta) = \frac{n_m(\theta)}{t(\theta)} \quad (6.3)$$

Estos resultados de medición $N_d(\theta)$ son típicos para una geometría de dispersión plana que viene dada por la construcción transparente de la cámara utilizada en este experimento. Sin embargo, la función teórica (según la fórmula de Rutherford) está relacionada con una geometría tridimensional. La relación entre estos diferentes aspectos puede considerarse mediante el siguiente concepto (Figura 6.7).

Cada ángulo plano θ corresponde en el espacio a un cono con una apertura de 2θ (producida por la rotación de la estructura plana alrededor del eje del haz incidente). Del mismo modo, el diferencial angular plano $d\theta$ corresponde en tres dimensiones a un diferencial angular espacial $d\Omega$ dado por:

$$d\Omega = 2\pi \sin(\theta)d\theta \quad (6.4)$$

Estas correcciones geométricas permiten derivar una relación entre la tasa de dispersión plana $N \cdot d(\theta)$ y la tasa de dispersión espacial $N(\theta)$:

$$N(\theta) = 2\pi \sin(\theta)N d\theta \quad (6.5)$$

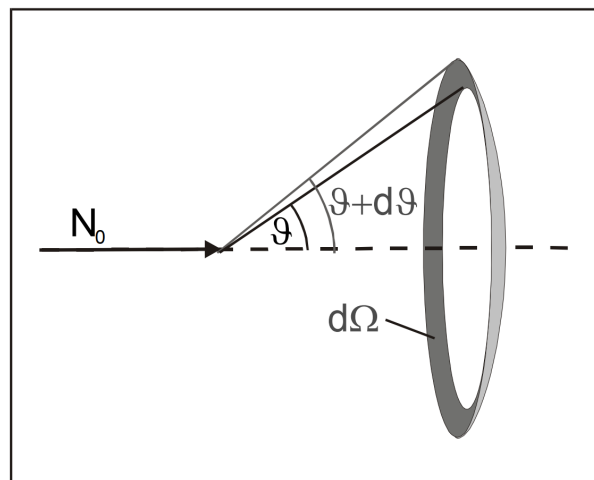


Figura 6.7: Relación entre el ángulo plano y el ángulo tridimensional.

Por último, se calculan los valores espaciales correspondientes $N(\theta)$ y se representan los valores corregidos espacialmente en una gráfica (Figura 6.8).

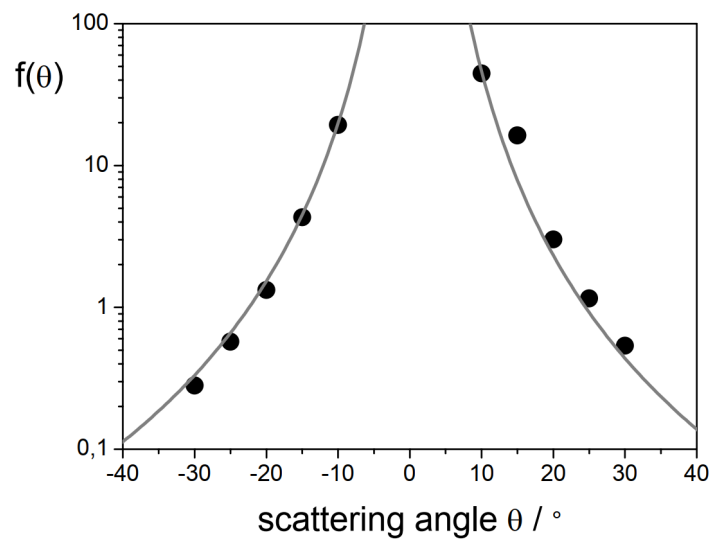


Figura 6.8: Ejemplo de resultados experimentales con ajuste a la función (6.6) para valores de $A = 0.00171$ y $B = 1.04$.

Los pares de valores de medición $(\theta, N(\theta))$ pueden compararse con la forma de la curva teórica de la ecuación (6.2):

$$f(\theta) = \frac{A}{\sin^4\left(\frac{\theta-B}{2}\right)} \tag{6.6}$$

El coeficiente de proporcionalidad A representa un desplazamiento vertical (a escala logarítmica). El coeficiente B representa un pequeño desplazamiento a lo largo de la escala angular horizontal.

6.4.3. Determinación del número atómico del aluminio

Si comparamos las tasas de dispersión entre dos láminas de materiales diferentes (por ejemplo, Au y Al¹) con el mismo ángulo θ , podemos deducir de la fórmula de dispersión (6.1):

$$\frac{N_{Au}}{N_{Al}} = \frac{c_{Au} d_{Au} Z_{Au}^2}{c_{Al} d_{Al} Z_{Al}^2} \quad (6.7)$$

Por lo tanto, el número atómico del aluminio Z_{Al} puede determinarse mediante experimentos de dispersión de la siguiente manera²:

$$Z_{Al} = \sqrt{\frac{N_{Al}(\theta) c_{Au} d_{Au} Z_{Au}^2}{N_{Au}(\theta) c_{Al} d_{Al}}} \quad (6.8)$$

donde es necesario que n_{Al} y n_{Au} estén referidos al mismo ángulo θ .

PROCEDIMIENTO:

- Ventila con cuidado la cámara, quita la tapa, coloca la hendidura de 1 mm junto con la lámina de oro en el soporte, coloca la tapa en la cámara y evacúa.
- Coloca primero el brazo giratorio en una posición de $+10^\circ$, cuenta el tiempo suficiente (100 s), luego pasa a -10° y vuelve a contar.
- Ventila cuidadosamente la cámara, quita la tapa y retira la ranura con la lámina de oro.
- Vuelve a colocar la hendidura de 1 mm junto con la lámina de aluminio en el soporte, tapa la cámara y vacíala.
- Cuenta de nuevo en la misma posición de $+10^\circ$ y -10° , pero durante mucho más tiempo (1000 s), ya que el papel de aluminio dispersa menos partículas.

6.5. Resultados y conclusiones

6.5.1. A realizar en el laboratorio

Calcular la tasa de conteo que corresponde a la radiación ambiental en el laboratorio. Registrar los recuentos de impulsos a distintos ángulos, tanto para la lámina de oro como para la de aluminio. Calcular las tasas de dispersión correspondientes y representarlas gráficamente en función del ángulo. Determinar el número atómico del aluminio y compararlo con el valor de la literatura.

¹Los resultados típicos para las tasas de recuento en oro y aluminio para valores de $\theta = 15^\circ$ y una rendija de 1 mm son: $N_{Au}(15^\circ) = 0.301 \text{ s}^{-1}$ y $N_{Al}(15^\circ) = 0.029 \text{ s}^{-1}$.

²Con $d_{Au} = 2.5 \text{ }\mu\text{m}$, $d_{Al} = 8 \text{ }\mu\text{m}$, $c_{Au} \sim c_{Al}$ y $Z_{Au} = 79$; el valor nominal del número atómico del aluminio es $Z_{Al} = 12.3$. Su valor exacto es $Z_{Al} = 13$.

Práctica 7

Efecto Zeeman (EZ)

7.1. Objetivos del experimento

- Observación del efecto Zeeman *normal* y *anómalo*.
- Determinación del magnetón de Bohr.

7.2. Introducción

7.2.1. Un poco de historia

El efecto Zeeman, que llevó a Pieter Zeeman a recibir el Premio Nobel en 1902, fue descubierto en 1896. Este fenómeno consiste en el desdoblamiento de las líneas espectrales atómicas en varias componentes cuando los átomos se encuentran en presencia de un campo magnético estático externo. La separación entre estas componentes depende de la intensidad del campo magnético, lo que convierte al efecto Zeeman en una herramienta útil para medir campos magnéticos en ciertas circunstancias. Históricamente, se ha distinguido entre el denominado efecto Zeeman *normal* y el *anómalo*, aunque en la literatura moderna esta distinción no se suele hacer. El efecto normal ocurre en transiciones entre términos atómicos con espín cero, dando lugar a un desdoblamiento que pudo ser entendido en su época mediante un modelo clásico desarrollado por Lorentz. Por otro lado, el efecto anómalo se manifiesta en transiciones entre términos con espín no nulo y solo pudo ser explicado después del desarrollo de la mecánica cuántica.

7.3. Equipo experimental y montaje

7.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Lámpara de cadmio con su fuente de alimentación.
- Electroimán en mesa rotatoria.
- Interferómetro Fabry-Perot.
- Dos lentes de distancia focal 50 mm y una de distancia focal 300 mm.
- Un filtro de polarización.
- Una cámara.

7.3.2. Descripción del equipo experimental

No es necesario modificar el montaje de los elementos en el banco óptico (Figura 7.1). Como referencia, damos las posiciones aproximadas de los siguientes elementos:

- Primera lente de 50 mm de distancia focal a 20.4 cm.
- Interferómetro de Fabry-Perot a 39.5 cm.
- Lente de 300 mm de distancia focal a 45 cm.
- Segunda lente de 50 mm de distancia focal a 74.2 cm.
- Cámara a 80 cm.

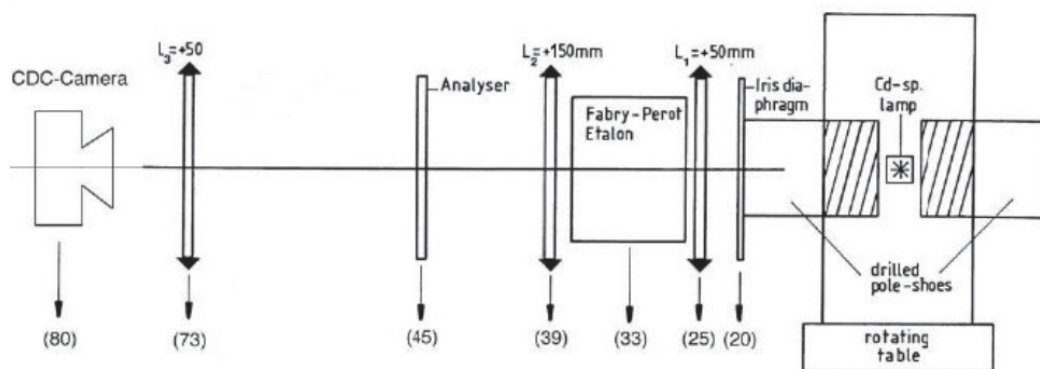


Figura 7.1: Esquema del montaje experimental.

Lámpara de cadmio y electroimán

Para la observación del efecto Zeeman, se va a utilizar una lámpara de descarga cargada con vapor de cadmio, ubicada entre las piezas polares de un electroimán capaz de generar un campo magnético de hasta 10 A entre las mismas. Esto permitirá estudiar los desdoblamientos en distintos niveles de energía del Cd. En concreto, se registrará la transición $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ (643.847 nm) para el efecto Zeeman normal y la transición $^3S_1 \rightarrow ^3P_2$ (508.588 nm) para el efecto anómalo.

Sistema óptico

Para estudiar el efecto en cuestión se requiere de un sistema óptico compuesto por un interferómetro de Fabry-Perot y una videocámara conectada al PC mediante una placa de adquisición de vídeo. Esta configuración permite adquirir imágenes de los anillos obtenidos con el interferómetro. Además de estos elementos principales, se emplean lentes para formar un patrón de anillos, un filtro que permite seleccionar una única línea espectral para su estudio y un polarizador para elegir entre los juegos de líneas desdobladas según su polarización σ o π .

7.4. Fundamentos

7.4.1. Términos atómicos

La configuración electrónica del estado fundamental del cadmio es:

$$[\text{Cd}] = [\text{Kr}] 4d^{10} 5s^2 = 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2.$$

Como todos los orbitales están llenos, los electrones se aparean para dar un momento angular orbital total $L = 0$, espín total $S = 0$ y momento angular total $J = 0$. Este esquema de acoplamiento, denominado *acoplamiento LS*, es válido para átomos con número atómico no demasiado elevado y da lugar a los llamados *términos atómicos*, que se denotan como ^{2S+1}L y son autoestados de los operadores L^2 , S^2 , L_z , S_z . En la notación anterior, S es el espín total de los electrones y se escribe como un número. La cantidad $2S + 1$ se conoce como multiplicidad del término. El valor del momento angular orbital total de los electrones, L , se escribe como una letra en notación espectroscópica (S, P, D, F, G, ...). Las letras son mayúsculas para indicar que se trata del momento angular orbital del conjunto de todos los electrones, no de uno individual. El acoplamiento de L y S puede dar lugar a varios valores de J , que se conocen como *niveles* del término. Si es necesario especificar el nivel se añade un subíndice: $^{2S+1}L_J$.

Así, el término y nivel correspondiente al estado fundamental del cadmio es:

$$^{2S+1}L_J = ^1S_0 \quad (7.1)$$

Una posible configuración electrónica que describe estados excitados del cadmio es la $5s 5p$. En este caso tenemos un electrón con $\ell_1 = 0$ y otro con $\ell_2 = 1$, con lo cual se acoplan para dar $L = 1$ y $S = 0, 1$. Los posibles términos que surgen son 1P y 3P . El primero de ellos solo tiene un nivel, 1P_1 , mientras que el segundo tiene tres, 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , porque el acoplamiento de $L = 1$ con $S = 1$ da $J = 1, 2, 3$. Por otra parte, la configuración electrónica $5s 5d$ da lugar a los términos y niveles 1D_2 , 3D_1 , 3D_2 , 3D_3 . Usaremos transiciones entre varios de los términos mencionados para estudiar el efecto Zeeman, que describimos a continuación.

7.4.2. Efecto Zeeman

Se denomina efecto Zeeman al desdoblamiento de las líneas espectrales atómicas en presencia de un campo magnético constante. El efecto normal aparece en transiciones entre términos atómicos con espín cero (singletes de espín $2S + 1 = 1$). El efecto anómalo surge en transiciones entre términos con espín no nulo. La interacción de un campo magnético externo \mathbf{B} con los electrones de un átomo viene descrita por el siguiente hamiltoniano:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\hbar} \mu_B \mathbf{B}(\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \quad (7.2)$$

donde $\mu_B = e\hbar/2m$ es el magnetón de Bohr. Para calcular el efecto que esta interacción tiene en los niveles atómicos necesitamos evaluar los elementos de matriz de \mathcal{H} entre autoestados de los operadores L^2 , S^2 , J^2 , L_z , S_z y J_z . Solo los elementos diagonales, $\langle LSJM | \mathcal{H} | LSJM \rangle$, serán no nulos. En el caso de campos magnéticos débiles es posible realizar el cálculo de un modo simplificado. Determinamos el valor esperado de $\mathbf{L} + 2\mathbf{S} = \mathbf{J} + \mathbf{S}$ suponiendo que tanto \mathbf{L} como \mathbf{S} realizan un movimiento de precesión alrededor del vector \mathbf{J} , que es constante, de tal manera que el valor promedio de \mathbf{S} es justamente el valor de su proyección sobre \mathbf{J} :

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{\mathbf{S} \cdot \mathbf{J}}{J^2} \mathbf{J}$$

Teniendo además en cuenta que

$$\mathbf{L} = \mathbf{J} - \mathbf{S} \quad L^2 = J^2 + S^2 - 2\mathbf{S}\mathbf{J} \quad \mathbf{S}\mathbf{J} = \frac{1}{2}(J^2 + S^2 - L^2)$$

podemos deducir:

$$\langle \mathbf{L} + 2\mathbf{S} \rangle = \langle \mathbf{J} + \mathbf{S} \rangle = \left\langle \left(1 + \frac{\mathbf{S}\mathbf{J}}{J^2} \right) \mathbf{J} \right\rangle = \left[1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \right] \langle \mathbf{J} \rangle = g_J \langle \mathbf{J} \rangle$$

donde se ha definido el denominado factor de Landé como

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

Sin pérdida de generalidad podemos suponer que el campo magnético está alineado a lo largo del eje z , $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, de tal modo que

$$\langle \mathbf{L} + 2\mathbf{S} \rangle = \langle L_z + 2S_z \rangle = g_J \langle J_z \rangle = g_J \hbar M_J$$

La energía de interacción con el campo magnético externo a lo largo del eje z , B , es entonces:

$$V_{M_J} = g_J M_J \mu_B B \quad (7.3)$$

Para transiciones dipolares eléctricas, las reglas de selección dictan $M_J = 0, \pm 1$. El cambio en energía de una transición entre un estado inicial con M_{J_i} y g_{J_i} y un estado final con M_{J_f} y g_{J_f} es:

$$\Delta E \equiv V_{M_{J_i}} - V_{M_{J_f}} = (M_{J_i} g_{J_i} - M_{J_f} g_{J_f}) \mu_B B \quad (7.4)$$

y los correspondientes desplazamientos de las longitudes de onda espectrales son

$$\Delta \lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (7.5)$$

Efecto Zeeman normal

El efecto Zeeman normal tiene lugar en transiciones entre términos con espín cero. En el caso del cadmio podemos observarlo para la transición correspondiente a

$${}^1D_2 \longrightarrow {}^1P_1 \quad \lambda = 643.847 \text{ nm}$$

Para el término 1D_2 tenemos $L = 2$, $S = 0$ y $J = 2$, por lo tanto el factor de Landé es $g_{J_i} = 1$ y los desplazamientos Zeeman están dados por $V_{M_{J_i}} = \mu_B g_{J_i} M_{J_i} B = \mu_B M_{J_i} B$. Dado que M_{J_i} toma los valores $-2, -1, 0, 1, 2$, la separación energética entre dos niveles Zeeman consecutivos es $\mu_B B$.

Para el término 1P_1 tenemos $L = 1$, $S = 0$ y $J = 1$, por lo tanto el factor de Landé es nuevamente $g_{J_f} = 1$ y los desplazamientos Zeeman están dados por $V_{M_{J_f}} = \mu_B g_{J_f} M_{J_f} B = \mu_B M_{J_f} B$. Dado que M_{J_f} toma los valores $-1, 0, 1$, la separación energética entre dos niveles Zeeman consecutivos es otra vez $\mu_B B$.

En la figura (7.2) puede verse un esquema de las transiciones entre los niveles Zeeman de los términos mencionados. Las reglas de selección para la emisión de radiación dipolar eléctrica requieren que $\Delta M_J = M_{J_i} - M_{J_f} = 0, \pm 1$. Por lo tanto, los posibles cambios de energía en la transición ${}^1D_2 \longrightarrow {}^1P_1$ son $\Delta E = 0, \pm \mu_B B$. Aparecerán entonces tres líneas, $E_1 = E_0 - \mu_B B$, $E_2 = E_0$ y $E_3 = E_0 + \mu_B B$, donde E_0 es la energía de la transición con $B = 0$, separadas por una diferencia de energía entre dos líneas consecutivas de:

$$E_{i+1} - E_i = \mu_B B \quad (7.6)$$

En el caso $\Delta M_J = +1$ tenemos luz con polarización circular a derechas, denotada por σ^+ , y su longitud de onda está desplazada por una cantidad $+\Delta\lambda$ respecto a la longitud de onda que se observa sin campo magnético. Para $\Delta M_J = -1$ tenemos luz polarizada circularmente a izquierdas, denotada por σ^- , caracterizada por el desplazamiento $-\Delta\lambda$. Finalmente, para $\Delta M_J = 0$ tenemos luz polarizada linealmente, denotada como π , con longitud de onda λ no desplazada.

Sin el filtro de polarización, cuando el campo magnético es transversal a la dirección de observación veremos las tres líneas (círculos en la pantalla) correspondientes a $\lambda - \Delta\lambda$, λ y $\lambda + \Delta\lambda$. Si colocamos el filtro de polarización en posición vertical veremos solo las líneas σ , mientras que si lo colocamos en posición horizontal veremos solo la componente π . Hay que tener en cuenta, no obstante, que la supresión de las líneas no es completa debido a que los filtros de interferencia no operan de manera perfecta.

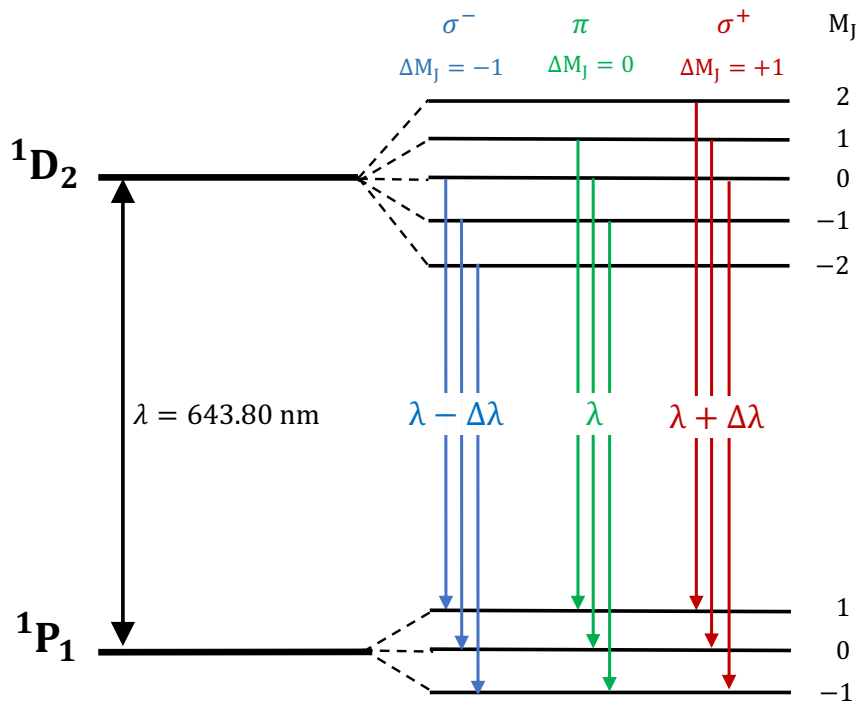


Figura 7.2: Esquema para las transiciones entre los niveles Zeeman de los términos 1D_2 y 1P_1 .

Efecto Zeeman anómalo

La transición que usaremos para mostrar el efecto Zeeman anómalo es

$$^3S_1 \longrightarrow ^3P_2 \quad \lambda = 508.588 \text{ nm}$$

Para el término 3S_1 tenemos $L = 0$, $S = 1$ y $J = 1$, por lo tanto el factor de Landé es $g_{J_i} = 2$ y los desplazamientos Zeeman están dados por $V_{M_{J_i}} = \mu_B g_{J_i} M_{J_i} B = 2\mu_B M_{J_i} B$. Dado que M_{J_i} toma los valores $-1, 0, 1$, la separación energética entre dos niveles Zeeman consecutivos es $2\mu_B B$.

Para el término 3P_2 tenemos $L = 1$, $S = 1$ y $J = 2$, por lo tanto el factor de Landé es $g_{J_f} = 3/2$ y los desplazamientos Zeeman están dados por $V_{M_{J_f}} = \mu_B g_{J_f} M_{J_f} B = \frac{3}{2}\mu_B M_{J_f} B$. Dado que M_{J_f} toma los valores $-1, 0, 1$, la separación energética entre dos niveles Zeeman consecutivos es en este caso $\frac{3}{2}\mu_B B$.

En la figura (7.3) puede verse un esquema de las transiciones entre los niveles Zeeman de esos términos. De nuevo, las reglas de selección para la emisión de radiación dipolar eléctrica implican que debemos exigir $\Delta M_J = 0, \pm 1$. Por lo tanto, los posibles cambios de energía en la transición ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2$ son $\Delta E = 0, \pm 1/2\mu_B B, \pm \mu_B B, \pm 3/2\mu_B B, \pm 2\mu_B B$. Aparecerán entonces nueve líneas, separadas por una diferencia de energía entre dos líneas consecutivas de:

$$E_{i+1} - E_i = \frac{1}{2}\mu_B B \quad (7.7)$$

Denotando por E_0 la energía de la transición con $B = 0$, correspondiente a 508.588 nm, las energías de las 9 posibles transiciones con $B \neq 0$ son:

$E_1 = E_0 - 2\mu_B B$	$E_4 = E_0 - \mu_B B/2$	$E_7 = E_0 + \mu_B B$
$E_2 = E_0 - 3\mu_B B/2$	$E_5 = E_0$	$E_8 = E_0 + 3\mu_B B/2$
$E_3 = E_0 - \mu_B B$	$E_6 = E_0 + \mu_B B/2$	$E_9 = E_0 + 2\mu_B B$

Si colocamos el filtro de polarización en posición vertical observaremos solo las líneas σ , lo que nos permite ver los seis anillos externos correspondientes a las transiciones de energía E_1, E_2, E_3, E_7, E_8 y E_9 . Si lo colocamos en posición horizontal, veremos solo la línea π , es decir, los tres anillos correspondientes a las transiciones a energías medias E_4, E_5, E_6 .

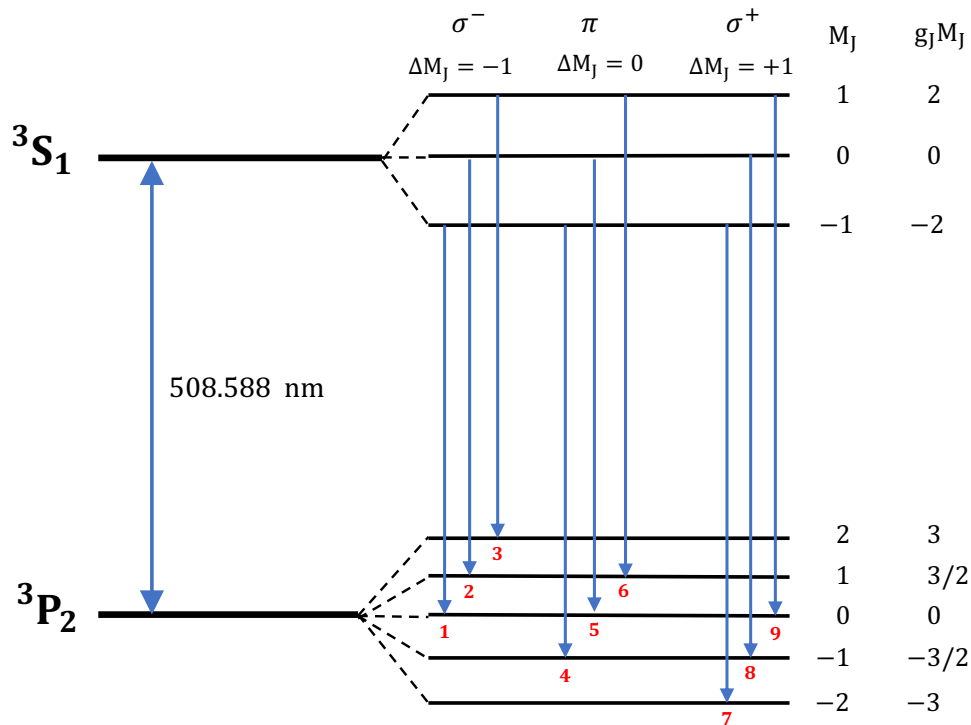


Figura 7.3: Esquema para las transiciones entre los niveles Zeeman de los términos 3S_1 y 3P_2 .

7.4.3. Interferómetro Fabry-Perot

Haremos pasar la radiación emitida por la lámpara de cadmio a través de un interferómetro Fabry-Perot, lo cual nos permitirá observar una serie de anillos de interferencia y medir sus radios en función del campo magnético aplicado. El interferómetro es sensible a cambios en longitudes de onda de menos de 0.002 nm. Consiste en una lámina de cuarzo de 3 mm de espesor con dos caras parcialmente reflectantes (10% transmisión y 90% reflexión). En la Figura (7.4) puede verse un esquema de la placa de cuarzo, de espesor t .

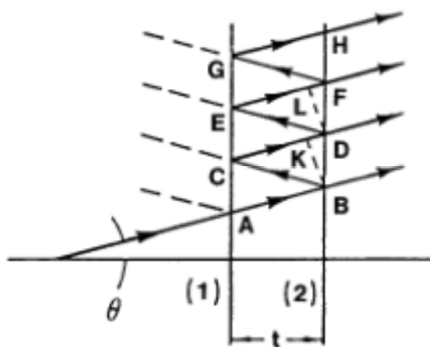


Figura 7.4: Esquema de la placa de cuarzo en el interferómetro Fabry-Perot, cuyo espesor es $t = 3 \text{ mm}$.

Un rayo incidente a un ángulo θ sufrirá en general varias reflexiones internas y dará lugar a los rayos AB, CD, EF, \dots . La diferencia de caminos que recorren dentro del cuarzo dos rayos adyacentes (por ejemplo AB y CD) viene dada por

$$d = \mu(\overline{BC} + \overline{CK}) = \mu(\overline{BC} + \overline{BC} \cos(2\theta)) = \mu\overline{BC}(1 + \cos(2\theta)) = 2\mu\overline{BC} \cos^2 \theta = 2\mu t \cos \theta$$

donde el segmento BK es perpendicular a CD y μ es el índice de refracción del cuarzo. Para luz de 509 nm (filtro verde) el índice es $\mu = 1.4519$; mientras que para luz de 644 nm (filtro rojo), $\mu = 1.4560$. La condición que debe cumplirse para tener interferencia constructiva es que esa diferencia de caminos sea un número entero de longitudes de onda, $d = n\lambda$, es decir:

$$n\lambda = 2\mu t \cos \theta_n \quad (7.8)$$

Para focalizar la luz se usa una lente de distancia focal f . Los anillos de interferencia se verán en el plano focal a unos valores del radio dados por

$$r_n = f \tan(\theta_n) \approx f\theta_n \quad (7.9)$$

para ángulos pequeños. Los ángulos θ_n , con $n = 1, 2, 3, \dots$ indicando el orden de interferencia, satisfacen la ecuación (7.8). Tenemos entonces:

$$n = \frac{2\mu t}{\lambda} \cos \theta_n \equiv n_0 \cos \theta_n = n_0 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_n}{2}\right) \approx n_0 \left(1 - \frac{1}{2} \theta_n^2\right) \quad (7.10)$$

Por tanto,

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}} \quad (7.11)$$

Nótese que el parámetro $n_0 = 2\mu t/\lambda$, que se obtiene de la condición de interferencia para $\theta = 0$, no es en general un entero. De la ecuación (7.8), vemos que θ_n decrece cuando aumenta n . Por lo tanto, a mayor orden de interferencia, n , los anillos poseen menor radio, r_n . Denotando por n_1 el orden de interferencia del primer anillo (anillo de menor radio), tenemos

$$n_1 = n_0 \cos \theta_{n_1} \quad (7.12)$$

Por lo tanto, se satisface la relación $n_1 \leq n_0$ y podemos escribir

$$n_1 = n_0 - \varepsilon, \quad \text{con} \quad 0 \leq \varepsilon < 1,$$

puesto que n_1 es el mayor entero menor que n_0 . Como ejemplo, para luz de 644 nm ($\mu = 1.4560$) tenemos:

$$\begin{aligned} n_0 &= \frac{2\mu t}{\lambda} = \frac{2 \times 1.4560 \times 3 \times 10^{-3}}{644 \times 10^{-9}} = 13565.217 \\ n_1 &= 13565 \\ \varepsilon &= n_0 - n_1 = 0.217 \end{aligned}$$

Vemos que n_1 se corresponde con el orden de interferencia máximo compatible con la condición (7.8). Para el p -ésimo anillo de interferencia contando desde el centro tendremos la expresión genérica

$$n_p = n_1 - (p - 1) = (n_0 - \varepsilon) - (p - 1) \quad (7.13)$$

con $p = 1, \dots, n_1$. A partir de las ecuaciones (7.9), (7.11) y (7.13) obtenemos la siguiente fórmula para r_{n_p} , que escribimos directamente como r_p para no sobrecargar la notación:

$$r_p = f\theta_{n_p} = f\sqrt{\frac{2(n_0 - n_p)}{n_0}} = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}}\sqrt{n_0 - n_p} = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}}\sqrt{(p - 1) + \varepsilon}$$

con lo cual

$$r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0}(p - 1 + \varepsilon) \quad (7.14)$$

Obsérvese que la diferencia entre los cuadrados de los radios de dos anillos de órdenes de interferencia consecutivos es una constante:

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \quad (7.15)$$

Si se desea, es posible determinar el valor de ε gráficamente usando la dependencia lineal de r_p^2 en función de p y extrapolando la gráfica hasta $r_p^2 = 0$,

$$r_p^2 = F(p) = \frac{2f^2}{n_0}p + (\varepsilon - 1)\frac{2f^2}{n_0}$$

Podemos escribir la relación entre ε , el orden de interferencia y la longitud de onda como

$$\varepsilon = n_0 - n_1 = \frac{2\mu t}{\lambda} - n_1 = 2\mu t k - n_1$$

donde $k = 1/\lambda$. En presencia de un campo magnético externo una línea espectral se desdoblará en varias componentes. Tomemos dos de ellas, con longitudes de onda λ_a y λ_b muy próximas entre sí. Para cada una tendremos entonces:

$$\varepsilon_a = 2\mu t k_a - n_{1a} \quad \varepsilon_b = 2\mu t k_b - n_{1b}$$

Si estamos observando dos anillos en el mismo orden de interferencia se cumple que $n_{1a} = n_{1b}$, con lo cual

$$\Delta k = k_b - k_a = \frac{\varepsilon_b - \varepsilon_a}{2\mu t} \quad (7.16)$$

A partir de las ecuaciones (7.14) y (7.15) deducimos

$$\frac{r_{p+1}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p = \frac{n_0}{2f^2} \frac{2f^2}{n_0}(p + \varepsilon) - p = \varepsilon \quad (7.17)$$

Aplicando esto a las dos componentes λ_a y λ_b tenemos

$$\varepsilon_a = \frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - p \quad \varepsilon_b = \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} - p \quad (7.18)$$

Usando estas expresiones podemos escribir Δk como

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu t}(\varepsilon_b - \varepsilon_a) = \frac{1}{2\mu t} \left(\frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} - \frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} \right) \quad (7.19)$$

Denotemos la diferencia entre los cuadrados de los radios de dos anillos a y b en órdenes de interferencia consecutivos para la componente λ_a como $\Delta_a^{p+1,p}$, y para la componente λ_b como $\Delta_b^{p+1,p}$. Estas diferencias son

$$\Delta_a^{p+1,p} = r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,a}} \quad \Delta_b^{p+1,p} = r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}} \quad (7.20)$$

Supondremos que estas cantidades son aproximadamente iguales para todo valor de p (lo cual sucede si $n_{0,a} \approx n_{0,b}$):

$$\Delta_a^{p+1,p} \approx \Delta_b^{p+1,p} \quad n_{0,a} \approx n_{0,b}$$

Denotemos la diferencia entre los cuadrados de los radios de dos anillos consecutivos a y b en el mismo orden de interferencia para las componentes λ_a y λ_b como $\delta_{a,b}^p$. Usando la ecuación (7.14) y la aproximación $n_{0,a} \approx n_{0,b} = n_0$, tenemos

$$\delta_{a,b}^p = r_{p,b}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}}(p-1+\varepsilon_b) - \frac{2f^2}{n_{0,a}}(p-1+\varepsilon_a) \approx \frac{2f^2}{n_0}(\varepsilon_b - \varepsilon_a) \quad (7.21)$$

Puesto que las diferencias $\Delta_a^{p+1,p}$ y $\delta_{a,b}^p$ no dependen del orden de interferencia p , podemos prescindir de los índices y escribir directamente Δ y δ , entendiendo que la primera se refiere a la diferencia entre órdenes de interferencia consecutivos y la segunda a la diferencia entre dos componentes consecutivas para el mismo orden,

$$\Delta = \frac{2f^2}{n_0} \quad \delta = \frac{2f^2}{n_0}(\varepsilon_b - \varepsilon_a)$$

Dado que $\Delta k = k_b - k_a = (\varepsilon_b - \varepsilon_a)/(2\mu t)$, podemos entonces calcular la diferencia entre el número de ondas de las dos componentes como

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu t} \frac{\delta}{\Delta} \quad (7.22)$$

Hemos visto que para la transición $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ (efecto Zeeman normal), la diferencia de energías entre dos anillos consecutivos es $E_{i+1} - E_i = \mu_B B$. Por tanto, podemos escribir

$$\Delta E = E_{i+1} - E_i = \mu_B B = \frac{hc}{\Delta \lambda} = hc \Delta k = \frac{hc}{2\mu t} \frac{\delta}{\Delta} \quad (7.23)$$

y de aquí despejamos el magnetón de Bohr como

$$\mu_B = \frac{hc}{2\mu t B} \frac{\delta}{\Delta} \quad (7.24)$$

Si graficamos el cociente δ/Δ para varios valores del campo magnético B obtendremos una recta, de cuya pendiente podemos deducir el valor del magnetón de Bohr:

$$\frac{\delta}{\Delta} = \frac{2\mu t \mu_B}{hc} B \quad (7.25)$$

Para la transición $^3S_1 \rightarrow ^3P_2$ (efecto Zeeman anómalo), la diferencia de energías entre dos anillos consecutivos es $E_{i+1} - E_i = 1/2 \mu_B B$. Siguiendo el mismo procedimiento obtenemos

$$\mu_B = \frac{hc}{\mu t B} \frac{\delta}{\Delta} \quad (7.26)$$

Graficando δ/Δ para varios valores del campo magnético B se obtiene una recta, de cuya pendiente se puede obtener μ_B :

$$\frac{\delta}{\Delta} = \frac{\mu t \mu_B}{hc} B \quad (7.27)$$

7.5. Método

El análisis cuantitativo de los desdoblamientos del espectro del cadmio se llevará a cabo mediante la adquisición y procesamiento de imágenes digitales a partir del programa *Motic Images Plus 3.0* que encontrarás en el PC del laboratorio. A partir de este análisis, se podrá determinar el valor del magnetón de Bohr, que es el objetivo final de esta práctica.

7.5.1. Efecto Zeeman normal

PROCEDIMIENTO:

■ Montaje

- Enciende la fuente de tensión y alimentación de la lámpara de cadmio.
- Con el **filtro rojo** colocado, observa los anillos correspondientes a la transición $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ (643.847 nm) del cadmio. Ajusta la exposición y la ganancia de la imagen en la ventana del programa de PC llamada *Módulo de imágenes en vivo* para obtener una calidad adecuada de la imagen.
- A continuación, aplica un campo magnético B en situación transversal hasta observar como cada anillo se desdobra en otros tres. Este efecto comienza a observarse para valores de intensidad de campo de aproximadamente 5 A.

■ Toma de datos

Captura imágenes del patrón de anillos para varios valores del campo magnético, evitando la superposición de órdenes de interferencia. Asegúrate de que la corriente que circula por el electroimán se mantenga entre 5 y 10 A.

Para tomar una captura de pantalla usando la cámara, sigue estos pasos:

- Ve al menú **<Captura de vídeo>** y selecciona **<Captura HDR>**.
- Esto abrirá una nueva ventana en *Motic Images Plus 3.0 ML*, donde podrás guardar la imagen seleccionando **<Archivo>** y luego **<Guardar como...>**.
- Es recomendable anotar el valor de la intensidad de campo aplicada, identificando que se trata del efecto Zeeman normal. Puedes ponerlo, por ejemplo, como nombre del archivo.
- Cuando tengas todas las capturas, para posteriormente poder extraer el radio de todos los anillos visibles para esos campos dados, **apaga las fuentes**.

■ Análisis de los datos

El magnetón de Bohr se va a calcular usando la ecuación (7.25) a partir de la pendiente del ajuste lineal al graficar el cociente δ/Δ en función del campo magnético B .

- Para obtener el campo magnético B a partir del valor de la corriente I aplicada, se utiliza la siguiente relación (ver Anexo para más detalles):

$$B = bI + cI^2 + dI^3 \quad (7.28)$$

donde los parámetros b , c y d son:

$$b = (60.0 \pm 1.2) \frac{\text{mT}}{\text{A}} \quad c = (1.58 \pm 0.34) \frac{\text{mT}}{\text{A}^2} \quad d = (-0.13 \pm 0.02) \frac{\text{mT}}{\text{A}^3}$$

- Recordando las expresiones (7.20) y (7.21), el cociente δ/Δ se obtiene a partir de los radios de los anillos para un valor dado de B .

Para ello, mide todos los anillos visibles, es decir, tres anillos para cada orden de interferencia p (en el central no hay desplazamiento de la longitud de onda). Así, obtendrás una serie de medidas como:

$$r_{p,j}^2 : r_{1,a}^2, r_{1,b}^2, r_{1,c}^2, r_{2,a}^2, r_{2,b}^2, r_{2,c}^2, r_{3,a}^2, r_{3,b}^2, r_{3,c}^2, \dots$$

siendo a, b, c el primer, segundo y tercer anillo, respectivamente.

- El valor de Δ se calcula utilizando las diferencias de las áreas (o radios al cuadrado) de los correspondientes anillos en órdenes de interferencia consecutivos, haciendo un promedio final de todos los valores obtenidos.
- El valor de δ se calcula a partir de las diferencias de las áreas de dos anillos consecutivos en el mismo orden de interferencia (los externos con el central), y luego promediando los resultados.
- Para medir los radios, abre la captura guardada a estudiar. Dentro del menú **<Medir>**, elige la opción **<Círculo (por 3 puntos)>**. Selecciona tres puntos equidistantes del anillo y se mostrará en un recuadro de la pantalla el área, el radio y el perímetro del círculo. No es necesario tener en cuenta las unidades (μm , mm, cm) para determinar el magnetón de Bohr. Anota el valor del área o del radio, indistintivamente.
- Con toda esta información, ya se puede representar gráficamente la ecuación (7.25). Realiza un ajuste lineal donde podrás extraer el magnetón de Bohr¹ con el valor que obtengas de la pendiente:

$$\mu_B = \frac{hc}{2\mu t} \times \text{pendiente} \quad (7.29)$$

siendo $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ la constante de Planck, $c = 2.99 \times 10^8 \text{ m/s}$ la velocidad de la luz, $t = 3 \text{ mm}$ el espesor del cuarzo en el interferómetro de Fabry-Perot, y $\mu = 1.4560$ el índice de refracción del cuarzo para el filtro rojo.

7.5.2. Efecto Zeeman anómalo

Repite el procedimiento anterior para el estudio del efecto Zeeman anómalo en la transición ${}^3\text{S}_1 \rightarrow {}^3\text{P}_2$ (508.588 nm). Para ello, se utilizará **el filtro verde** en lugar del rojo.

Colocando el polarizador disponible en el laboratorio entre las dos lentes del sistema óptico, lleva a cabo mediciones para diferentes intensidades del campo magnético, con polarización horizontal y vertical en observación transversal. **Es importante que antes de cambiar de intensidad, hagas el estudio para ambas polarizaciones.**

Guarda las capturas anotando el valor de la intensidad aplicada, identificando que se trata del efecto Zeeman anómalo y la polarización a la que se ha tomado la imagen.

Para la polarización horizontal, puedes medir los tres anillos visibles internos (línea π) para cada orden de interferencia con energías E_4 , E_5 y E_6 . Para la polarización vertical podrás medir los seis anillos externos (líneas σ^- y σ^+) con energías E_1 , E_2 , E_3 , E_7 , E_8 y E_9 .

¹El valor que toma el magnetón de Bohr en la literatura es $\mu_B = 9.27400915 \times 10^{-24} \text{ J/T}$

Ajusta círculos a los anillos para tantos órdenes de interferencia p como sea posible. Luego, ordena los radios obtenidos en orden creciente para acabar obteniendo una serie de medidas como la siguiente:

$$r_{p,j}^2 : r_{1,a}^2, r_{1,b}^2, \dots, r_{1,i}^2, r_{2,a}^2, \dots, r_{2,i}^2, r_{3,a}^2, \dots$$

siendo a, b, \dots, i el primer, segundo, \dots , noveno anillo, respectivamente.

Para un valor de B dado, calcula δ y Δ (promediándolos adecuadamente) y determina μ_B empleando la ecuación (7.27). Para este caso:

$$\mu_B = \frac{hc}{\mu t} \times \text{pendiente} \quad (7.30)$$

donde ahora $\mu = 1.4519$ es el índice de refracción del cuarzo para el filtro verde. Es importante notar que a diferencia de la expresión para el efecto Zeeman normal (ecuación (7.29)), aquí no aparece el factor 2 dividiendo.

7.6. Resultados y conclusiones

7.6.1. A realizar en el laboratorio

Medir los radios de todos los anillos visibles para distintos valores de campo magnético aplicado. Graficar el cociente δ/Δ en función del campo B y realizar un ajuste lineal. Extraer el valor del magnetón de Bohr y compararlo con el que toma en la literatura. Llevar a cabo este proceso tanto para el efecto Zeeman normal como para el anómalo.

Anexo: Campo magnético en función de la intensidad de corriente

Hemos realizado mediciones del campo magnético para varios valores de la intensidad de corriente, utilizando la sonda en posición transversal. Los resultados se presentan en la siguiente Tabla:

$I(\text{A})$	σ_I^i	σ_I	$B(\text{mT})$	σ_B
0.45	0.01	0.05	27.	0.5
1.00	0.01	0.05	63.	0.5
1.46	0.01	0.05	90.	0.5
2.02	0.01	0.05	126.	0.5
2.73	0.01	0.05	173.	0.5
3.54	0.01	0.05	227.	0.5
4.25	0.01	0.05	274.	0.5
5.13	0.01	0.05	331.	0.5
5.94	0.01	0.05	385.	0.5
6.72	0.01	0.05	435.	0.5
7.60	0.01	0.05	488.	0.5
8.22	0.01	0.05	527.	0.5
9.30	0.01	0.05	589.	0.5
9.82	0.01	0.05	620.	0.5
10.28	0.01	0.05	641.	0.5
10.70	0.01	0.05	661.	0.5

La columna σ_I^i muestra la incertidumbre de la medida asociada a la resolución instrumental del amperímetro, mientras que la columna σ_I muestra una estimación de la incertidumbre total teniendo en cuenta efectos sistemáticos asociados a la inadecuada calibración del aparato. Ha de tenerse en cuenta que, en el momento de escribir este guion, las incertidumbres totales citadas son solo una estimación que el alumno debe someter a estudio cuando realice la práctica y obtenga un valor para el magnetón de Bohr.

En la Figura 7.5 se presentan los datos superpuestos con la función de ajuste utilizada.

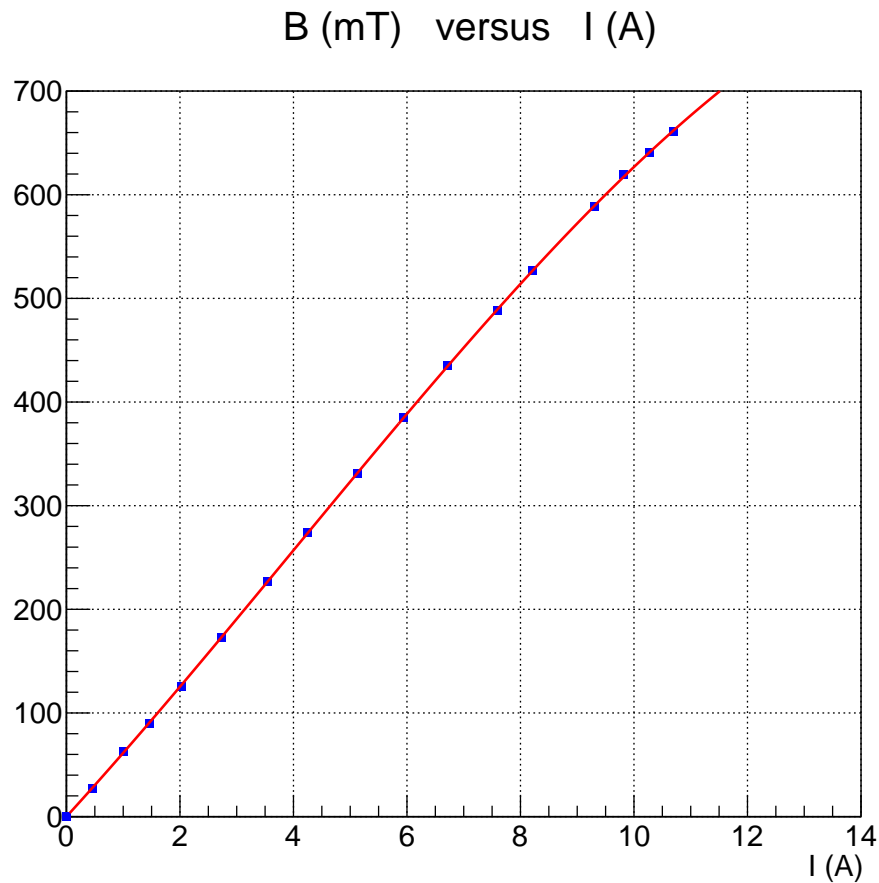


Figura 7.5: Campo magnético B (en mili-Teslas) en función de la intensidad de corriente I (en amperios). Se muestra un ajuste a la función $B = bI + cI^2 + dI^3$. Los valores de los parámetros obtenidos en la minimización son: $b = (60.0 \pm 1.2) \text{ mT/A}$, $c = (1.58 \pm 0.34) \text{ mT/A}^2$, $d = (-0.13 \pm 0.02) \text{ mT/A}^3$.

Práctica 8

El experimento Frank-Hertz de mercurio (FHg)

8.1. Objetivos del experimento

- Demostrar que la transferencia de energía en colisiones inelásticas de electrones libres con átomos está cuantizada, tal como exige la estructura discreta de niveles de energía del átomo.
- Reproducir el experimento de Franck–Hertz para el átomo de mercurio.
- Medir la diferencia de energías entre el estado fundamental y el primer estado excitado del mercurio.

8.2. Introducción

8.2.1. Un poco de historia

En 1913, Niels Bohr postuló la cuantización de los niveles energéticos de los electrones atómicos. En el mismo año, James Frank y Gustav Hertz diseñan un experimento para demostrar esto. El experimento consiste en un tubo de mercurio gaseoso por el que se hace pasar una corriente. Los electrones de la corriente chocan inelásticamente con los átomos de mercurio, excitando los electrones atómicos del mercurio del estado fundamental al primer estado excitado.

8.2.2. Fundamentos

La Figura 8.1 muestra un esquema del experimento. El tubo de mercurio (*Hg-vapour*) es calentado con el voltaje U_H para conseguir que pase a estado gaseoso. Desde un cátodo termoiónico (C) se emiten electrones al ánodo (A), dentro del tubo de vapor de mercurio. A potenciales bajos en el ánodo (U_1), éstos chocan elásticamente con los átomos de mercurio. A partir de un voltaje $U_1 = 4.9\text{V}$, la energía cinética de los electrones es suficiente como para excitar los electrones atómicos del mercurio al primer estado excitado, 6^3P_1 mediante una colisión inelástica.

Cuando un electrón tiene una colisión inelástica, pierde energía. Esto resulta en que no tenga suficiente energía cinética como para que llegue del ánodo A al electrodo S: se produce una disminución de la intensidad de corriente I . Si se sigue aumentando el potencial del ánodo y se representa la curva de I frente a U_1 , se observará un mínimo en $U_1 = 4.9\text{V}$. Al alcanzar $U_1 = 2 \cdot 4.9\text{V}$, la energía cinética será tan elevada que dos átomos sucesivos pueden ser excitados por el mismo electrón: se obtiene un segundo mínimo. La gráfica de I frente a U_1 presentará,

por tanto, mínimos equidistantes. Sin embargo, estos mínimos no estarán bien definidos por la distribución termal inicial de las velocidades de los electrones.

Se puede obtener la energía de excitación del mercurio E a través de diferencias en el voltaje en los mínimos. El voltaje U_1 entre ánodo y cátodo se puede expresar como:

$$U_1 = U + (\Phi_A - \Phi_C), \quad (8.1)$$

donde U es el voltaje aplicado y $\Phi_{A/C}$ la función de trabajo del ánodo y del cátodo, respectivamente. Como solo nos interesan diferencias entre potenciales, $\Phi_{A/C}$ no son significativas.

Los átomos de mercurio con electrones excitados emiten la energía observada en forma de fotones. Si la energía de excitación es $E = 4.9$ eV, la longitud de onda del fotón emitido es (tomando $c = 2.9979 \times 10^8$ ms y $h = 4.136 \times 10^{-15}$ eV):

$$\lambda = \frac{ch}{E} = 253\text{nm} \quad (8.2)$$

que está en el rango de la radiación ultravioleta.

Dirigirse al capítulo 2 para más detalles, ya que los fundamentos de las dos prácticas son los mismos.

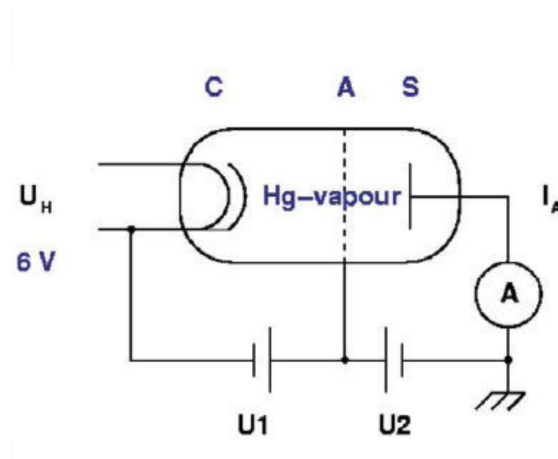


Figura 8.1: Esquema del experimento Frank-Hertz.

8.3. Equipo experimental

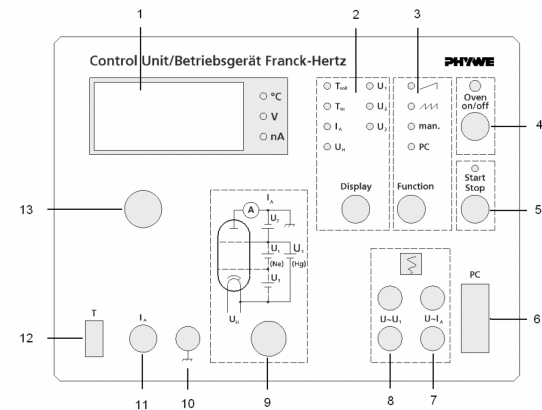
8.3.1. Lista del instrumental y material necesario

- Tubo de Frank-Hertz de mercurio.
- Unidad de control de Frank-Hertz (Figura 2.2).
- Horno Frank-Hertz para el tubo de mercurio.
- Termopar NiCr-Ni, $-40 - 1300^\circ\text{C}$.
- Cable de conexión para el tubo de mercurio.
- *Software* de medición para el experimento.

- Cable USB-RS232.
- Cable BNC $l = 750\text{mm}$.



(a) Fotografía de la unidad de control.



(b) Esquema de la unidad de control.

Figura 8.2: Unidad de control del experimento Frank-Hertz. En la derecha se muestran sus componentes: 1. visualizador; 2. botón del visualizador, para seleccionar qué cantidad se quiere mostrar; 3. botón seleccionador de función; 4. interruptor de encendido/apagado del horno; 5. interruptor para comenzar/acabar la medición; 6. toma RS232 para un ordenador; 7. par de tomas de 4 mm que proporcionan voltaje proporcional al del ánodo de la corriente (I_A); 8. par de tomas de 4 mm que proporcionan voltaje proporcional al de aceleración (U_1); 9. toma de corriente para proporcionar los voltajes U_1 , U_2 y U_H ; conexión a tierra; 11. toma de entrada para medir la corriente del ánodo; 12. entrada para termopar; 13. rueda para ajustar temperatura y voltajes.

8.3.2. Instrucciones de seguridad

- Asegúrate de que la temperatura del tubo no exceda los 300°C para evitar dañar el tubo por una descarga fuera de control.
- **No tocar el horno con los dedos, se encuentra a temperaturas muy altas.**

8.4. Método

PROCEDIMIENTO:

▪ Montaje

El montaje para la realización de la práctica con un ordenador es tal y como se muestra en la Figura 8.3.

- Conecta la unidad de control al horno a través del conector DIN (salida 9 de la unidad de control) y el cable BNC (salida 11).
- Conecta el sensor térmico a la salida 12.
- Posiciona la punta del sensor en la parte superior del horno, a la altura del cátodo del tubo.

- Gira la rueda que se encuentra a la derecha del horno al máximo. Esto asegura que la lámina bimetálica que se encuentra dentro del horno se activará para apagar el horno si la temperatura alcanzada es demasiado alta.
- Conecta el ordenador a la salida 6 de la unidad del control.
- Enciende la unidad de control con el interruptor de encendido y utiliza el botón 3 (Figura 8.2b) para seleccionar la opción PC.

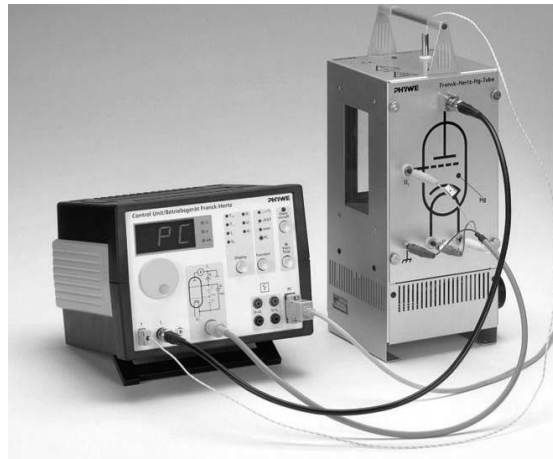


Figura 8.3: Fotografía del montaje del experimento Frank-Hertz con un ordenador.

■ Toma de datos

- Enciende el programa de medida *Measure* y en la pestaña de <Sensor> selecciona <Experimento Frank-Hertz (FHE)>.
- Aparecerá la ventana *Frank-Hertz experiment-measuring* de la Figura 8.4. Los parámetros óptimos son distintos para cada tubo de mercurio. Selecciona los valores de U_1 , U_2 y U_H que aparezcan en la hoja de especificaciones del tubo de mercurio, que se debería encontrar en la pared del laboratorio (U_3 no es necesario para el tubo de mercurio). En principio, dichos valores son: $U_1 = 60$ V, $U_2 = 1$ V, $T = 180^\circ$, $U_H = 6.3$ V. Una vez seleccionados, pulsa <Continuar>.

Nota: Si la corriente de recolección es demasiado elevada, el sistema se interrumpirá automáticamente por la unidad de control a los 7 segundos, para proteger el tubo de daños. Para evitar descargas, ajusta los parámetros U_2 , U_3 y U_H como sigue: disminuye el voltaje de calentado (UH) y disminuye U_3 .

- Espera el tiempo necesario hasta que el interior del tubo ha llegado a su temperatura final para que pueda empezar la medida. Obtén la curva I frente a U_1 .
- Por encima de un voltaje concreto $U_1 = U_z$, que es dependiente de la temperatura, no será posible realizar más mediciones debido a que el sistema llega a un estado de saturación. Ajustar el parámetro *End voltage* U_1 por debajo de U_z para evitar que la curva se interrumpa abruptamente en este punto.

■ Análisis de los datos

- Vuelve a obtener la curva I frente a U_1 con el valor de $U_2 = 1$ V y el nuevo valor de *End voltage* U_1 .
- Para reducir las fluctuaciones en los datos experimentales, selecciona la opción <Suavizar> en la pestaña <Análisis>.

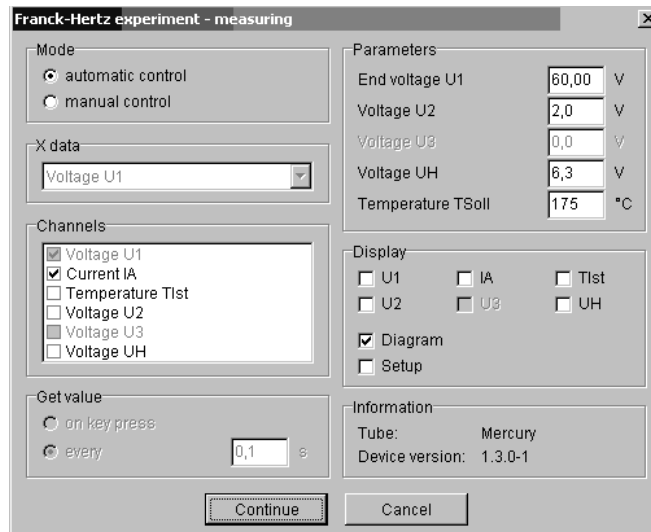


Figura 8.4: Parámetros para el programa de Frank-Hertz para el tubo de mercurio.

- Obtén los valores de los máximos y mínimos seleccionando la opción [<Análisis de curva>](#) en la pestaña [<Análisis>](#). La opción [<Mostrar resultados>](#) te muestra los valores en el gráfico obtenido. Haz una captura de pantalla del espectro suavizado y con los valores de los máximos y mínimos. Utiliza la opción [<Copiar>](#) para guardarte los valores en el programa que vayas a utilizar para llevar a cabo los cálculos (*Excel*, etc).
- Los datos de la medida se pueden guardar en el directorio *FH_Hg_Datos* como *.CSV* seleccionando la opción [<Exportar datos ...>](#) en la pestaña [<Medida>](#).
- Repite los tres pasos anteriores para varios valores de U_2 desde 1 a 2.5 V, tal y como se muestra en la Figura 8.5.
- En el directorio *FH_Hg_Datos*, existe un archivo *.py* que se puede utilizar para importar los archivos *.CSV* y analizarlos con python. Si se quiere hacer uso de este archivo, será necesario eliminar la primera línea del *.CSV* y, posiblemente, modificar la línea de código en la que se especifica el nombre de los archivos *.CSV*.
- A partir de la diferencia entre los mínimos/máximos en cada una de estas curvas, se obtiene la energía de excitación del mercurio $E = (4.86 \pm 0.09)$ eV.

8.5. Resultados y conclusiones

8.5.1. A realizar en el laboratorio

Representar en una misma gráfica la curva I frente a U_1 para los valores U_2 de 1, 1.5, 2, 2.5 V. Obtener la energía de excitación del mercurio.

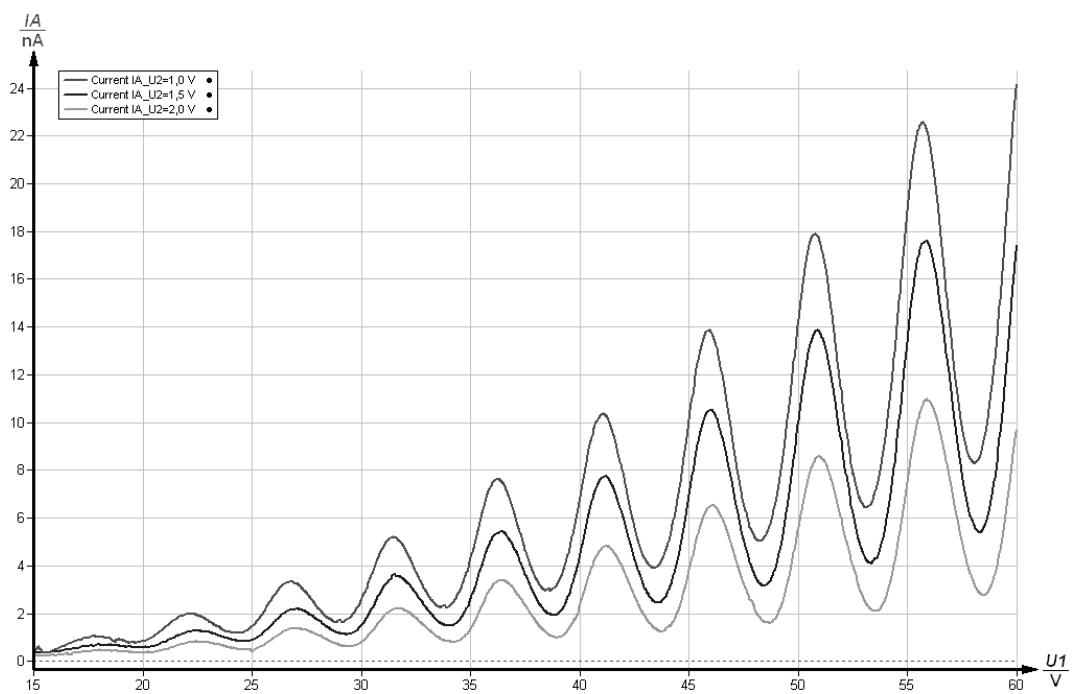


Figura 8.5: Curva de Frank-Hertz para distintos voltajes $U2$.

Bibliografía

Prácticas de laboratorio:

- Berkeley Physics Course, *Física de Laboratorio A-D*, Ed. Reverté, 1971.
Descripción de algunas prácticas de laboratorio, el aparato experimental, y las referencias a los artículos originales.
- Berkeley Physics Course, *Física Atómica*, Ed. Reverté, 1974
- Berkeley Physics Course, *Física Nuclear*, Ed. Reverté, 1974
- Berkeley Physics Course, *Matemáticas y Estadística*, Ed. Reverté, 1974.
Colección de volúmenes editados por la Univ. de Berkeley sobre problemas prácticos y prácticas de laboratorio. Se trata de exposiciones muy sintéticas sobre estos experimentos pero de una gran claridad.
- A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics I-II*, Academic Press, 1966.
Referencia detallada sobre las experiencias básicas de la Física Cuántica. Aunque algo antigua es de utilidad en los experimentos convencionales del laboratorio.
- B. W. Petley, *Fundamental Physical Constants*, Adam Hilger Ltd., 1985.
Excelente revisión sobre la medida de constantes físicas de carácter fundamental. Revisa la evolución en la medida de tales constantes y los métodos experimentales.
- Igor S. Grigoriev y Evgenii Z. Meilikhov, *Handbook of Physical Quantities*, CRC Press, 1997.
Libro de referencia sobre todo tipo de propiedades Físicas de la materia. De gran utilidad cuando se diseña una práctica o bien se quiere comparar algún resultado físico. Incluye un compendio bastante exhaustivo de los diagramas de Grotian de todos los elementos.
- N. Tsoufanidis, *Measurement and detection of radiation*, Taylor and Francis, 1995.
Libro de texto sobre la medida de radiación de energías medias y altas. Revisa los problemas de medición y contaje. Es una buena referencia para las experiencias que usan radiactividad.
- Stanley Bashkin y John O. Stoner, *Atomic Energy-level & Grotian diagrams*, North-Holland, 1978.
Compendio muy detallado de los diagramas de Grotian para las transiciones atómicas. Es una excelente referencia para espectroscopía atómica.
- P.H. Heckmann y E. Träbert, *Introduction to the spectroscopy of atoms*, North-Holland, 1989.
Desarrolla en detalle la teoría atómica y el cálculo de las transiciones atómicas.

- Igor I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer-Verlag, 1992.
Uno de los textos más completos en el desarrollo teórico sobre espectroscopía atómica. Incluye cálculos tabulados de las probabilidades de transición y de la intensidad de las líneas espectrales.
- James W. Robinson, *Atomic Spectroscopy*, Marcel Dekker Inc., 1990.
Exposición clara y exhaustiva de la teoría atómica y de la espectroscopía asociada.

Tratamiento de datos:

- (<http://physics.nist.gov/cuu/Units/index.html>). The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty.
- (http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd). NIST Atomic Spectra Database.
- (<http://dpc.nifs.ac.jp/dblinks1.html>). Atomic and Molecular Databases around the World.
- (<http://www.bipm.fr/noflash.html>). Bureau International des Poids et Mesures.
- Carlos Sánchez del Río, *Análisis de errores*, EUDEMA, 1989.
Texto básico, bastante claro y útil por su recopilación de las cuestiones más importantes.
- Philip R. Bevington, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, McGraw-Hill.
Texto clásico, excelente referencia sobre tratamiento de datos, sigue siendo una buena guía para muchos de los problemas que se encuentran los alumnos.
- Siegmund Brandt, *Statistical and Computational Methods for Scientists and Engineers*. New York Springer 1999.
Es uno de los textos más completos sobre el tema, con una exposición rigurosa de los métodos estadísticos de análisis (máxima verosimilitud, etc). Se toma como referencia en la parte de distribuciones estadísticas, estimadores y muestreo finito.
- N. C. Barford, *Experimental measurements: precision, error and truth*, John Wiley & Sons.