

Determinación de la carga específica del electrón

Objetivos del experimento

- Estudio de la desviación de los electrones dentro de un campo magnético en una órbita circular.
- Determinación del campo magnético B en función del potencial de aceleración U de los electrones a un radio constante r .
- Determinación de la carga específica del electrón.

Principios

Es difícil hallar la masa m_e del electrón en forma experimental. Es más fácil determinar la carga específica del electrón.

$$\varepsilon = \frac{e}{m_e} \quad (I),$$

de donde se puede calcular la masa m_e si se conoce la carga elemental e :

Un electrón que se mueve a una velocidad v en forma perpendicular al campo magnético homogéneo B , está sujeto a la fuerza de Lorentz

$$F = e \cdot v \cdot B \quad (II)$$

la cual es perpendicular a la velocidad y al campo magnético. Como una fuerza centrípeta

$$F = m_e \cdot \frac{v^2}{r} \quad (III)$$

fuerza al electrón a describir una órbita de radio r (Ver Fig. 1), por lo tanto

$$\frac{e}{m_e} = \frac{v}{r \cdot B} \quad (IV).$$

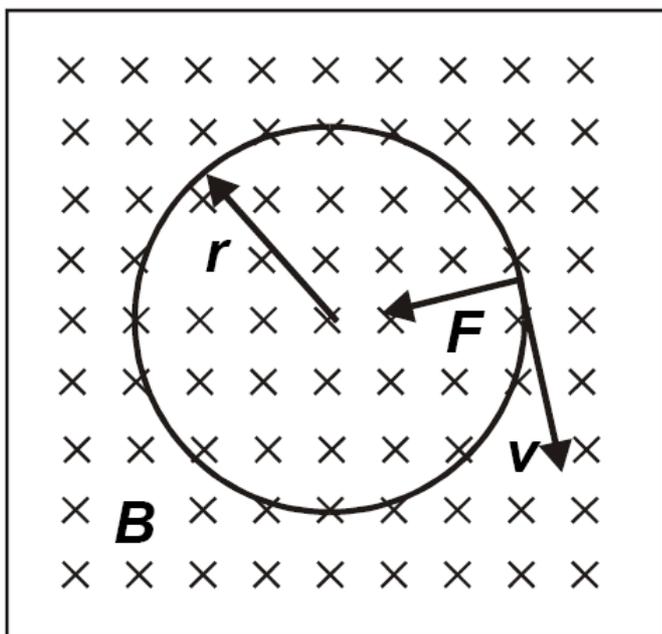
En el experimento, los electrones son acelerados en un tubo de rayo electrónico filiforme por el potencial U . La energía cinética resultante es

$$e \cdot U = \frac{m_e}{2} \cdot v^2 \quad (V).$$

Por ende, la carga específica del electrón es

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2 \cdot U}{(r \cdot B)^2} \quad (VI).$$

Fig. 1 Desviación de electrones dentro de un campo magnético B debida a la fuerza de Lorentz F en una órbita circular de un radio específico r .



Materiales

1 tubo de de rayo electrónico filiforme	555 571
1 bobina de Helmholtz con soporte y dispositivo de medición	555 581
1 fuente de alimentación de CC de 0 ... 500 V	521 65
1 fuente de alimentación de CC de 0 ... 20 V	521 54
1 voltímetro, CC, $U \leq 300$ V por ejemplo:	531 100
1 amperímetro, CC, $I \leq 3$ A por ejemplo:	531 100
1 cinta métrica de acero, 2 m	311 77
3 cables de seguridad, 25 cm	500 614
3 cables de seguridad, 50 cm	500 624
7 cables de seguridad, 100 cm	500 644
<i>Se recomienda adicionalmente:</i>	
1 teslámetro	516 62
1 sonda axial B	516 61
1 cable de unión de 6 polos, de 1,5 m de largo	501 16

Notas de seguridad

Atención: El tubo de rayo electrónico filiforme necesita peligrosos niveles de tensión de contacto de hasta 300 V para acelerar los electrones. Otras tensiones que están conectadas con esta peligrosa tensión de contacto también representan riesgo de contacto. Por lo tanto, habrá peligrosas tensiones de contacto en el panel de conexiones del soporte y en las bobinas de Helmholtz cuando el tubo de rayo electrónico filiforme esté en funcionamiento.

- Utilice únicamente cables de seguridad para conectar el panel de conexiones.
- Asegúrese siempre de apagar todas las fuentes de alimentación antes de conectar y modificar el montaje del experimento.
- No encienda las fuentes de alimentación hasta que haya terminado de ensamblar el circuito.
- No toque el montaje del experimento, en particular las bobinas de Helmholtz, mientras se encuentren en funcionamiento.

Peligro de implosiones: El tubo de rayo electrónico filiforme es un recipiente de vidrio al vacío con paredes delgadas.

- No someta el tubo de rayo electrónico filiforme a esfuerzos mecánicos.
- Opere el tubo de rayo electrónico filiforme sólo dentro del soporte (555 581)
- Conecte el enchufe de 6 polos del soporte con cuidado a la base de vidrio.
- Lea la hoja de instrucciones provista con el tubo de rayo electrónico filiforme.

El tubo de rayo electrónico filiforme contiene moléculas de hidrógeno a baja presión, las cuales emiten luz al colisionar con los electrones. Esto hace que la órbita de los electrones sea visible indirectamente, y que se pueda medir directamente el radio r de la órbita con una regla.

El campo magnético B es generado por un par de bobinas de Helmholtz y es proporcional a la corriente I en las bobinas de Helmholtz:

$$B = k \cdot I \quad (\text{VII})$$

Luego de reformular las ecuaciones (VI) y (VII) obtenemos la dependencia de la corriente I respecto del potencial de aceleración U , en el campo magnético cuyo radio orbital r de los electrones se mantiene a un valor constante.

$$U = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{1}{2} \cdot r^2 \cdot k^2 \cdot I^2 \quad (\text{VIII})$$

El factor de proporcionalidad

$$k = \mu_0 \cdot \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{R} \quad (\text{IX})$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} : \text{constante de campo magnético}$$

se puede calcular ya sea a partir del radio de la bobina $R = 150$ mm y el factor de bobinado $n = 130$ por bobina, o se puede determinar registrando una curva de calibración $B = f(I)$. Ahora todos los factores determinantes para calcular la carga específica del electrón son conocidos.

Montaje

Nota:

Realice las mediciones en una cámara oscura.

Las bobinas de Helmholtz sólo se pueden cargar con más de 2 A por un periodo de tiempo reducido.

La Fig. 2 muestra el montaje del experimento para determinar la carga específica del electrón, y la Fig. 3 muestra la conexión eléctrica.

- Desconecte la fuente de alimentación y gire todos los potenciómetros giratorios hacia la izquierda hasta el tope.
- Conecte el terminal de entrada de 6,3 V del tubo de rayo electrónico filiforme a la salida de 6,3 V de la fuente de alimentación de CC.
- Puentee el polo positivo de la salida de 50 V de la fuente de alimentación de CC con el polo negativo de la salida de 500 V y conéctelo en el enchufe hembra “-“ del tubo de rayo electrónico filiforme (cátodo).
- Conecte el enchufe hembra “+“ del tubo de rayo electrónico filiforme (ánodo) al polo positivo de la salida de 500 V, el enchufe hembra W (cilindro de Wehnelt) con el polo negativo de la salida de 50 V.
- Para medir el potencial de aceleración U , conecte el voltímetro (rango de medición 300 V-) a la salida de 500 V.
- Puentee las placas desviadoras del tubo de rayo electrónico filiforme con el ánodo.
- Conecte la fuente de alimentación de CC y el amperímetro (rango de medición 3 A-) en serie con las bobinas de Helmholtz.

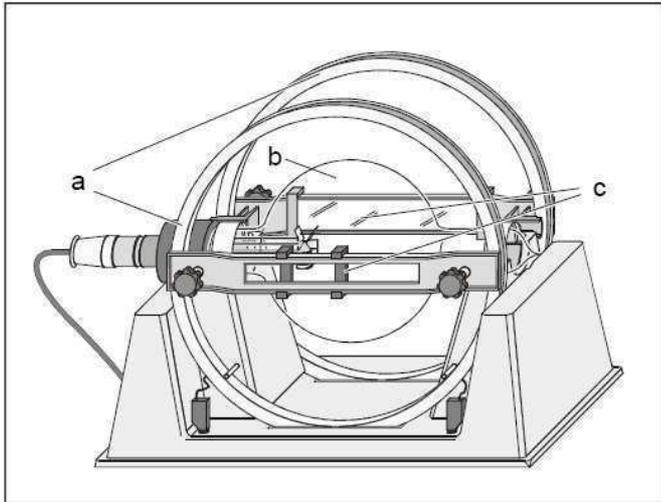
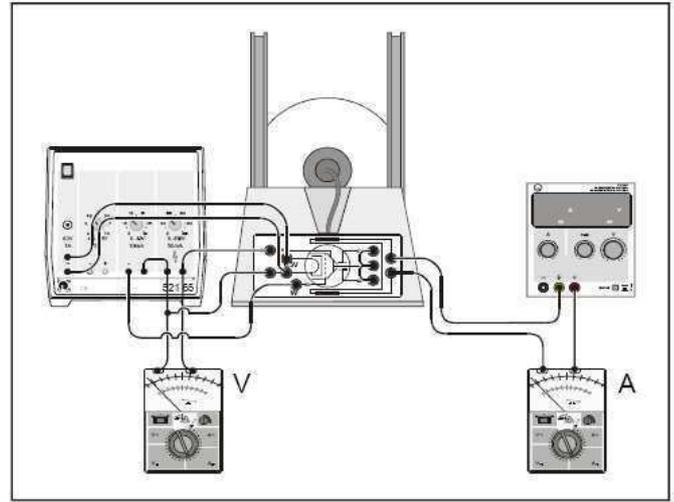


Fig. 2 Montaje del experimento para determinar la carga específica del electrón.

- a Bobinas de Helmholtz
- b Tubo de rayo electrónico filiforme
- c Dispositivo de medición

Fig. 3 Conexión eléctrica



Realización del experimento

- Mueva la corredera izquierda del dispositivo de medición de modo que el borde interior, la imagen especular y la abertura de escape del rayo de electrones se encuentren en una línea de visión.
 - Ajuste la corredera derecha de modo que ambos bordes internos estén separados 8 cm.
 - Visualice el borde interno de la corredera derecha, alínelo con su imagen espejo y ajuste la corriente I de la bobina hasta que el rayo de electrones corra tangencialmente a lo largo del borde de la corredera cubriendo la imagen espejo (ver Fig. 4).
 - Reduzca el potencial de aceleración U en pasos de 10 V a 200 V y seleccione una corriente de bobina I de modo tal que la órbita del rayo de electrones tenga un diámetro de 8 cm.
 - Registre el potencial de aceleración U y la corriente de bobina I .
- Encienda la fuente de alimentación de CC y ajuste el potencial de aceleración $U = 300$ V.
La emisión termoiónica comienza luego de unos minutos de calentamiento.
 - Optimice el enfoque del rayo de electrones variando la tensión en el cilindro de Wehnelt de 0 a 10 V hasta que consiga un rayo angosto y bien definido con clara definición de bordes.
 - Conecte la fuente de alimentación de CC de las bobinas de Helmholtz y busque el valor de corriente I para el que la desviación del rayo de electrones describa una órbita cerrada.

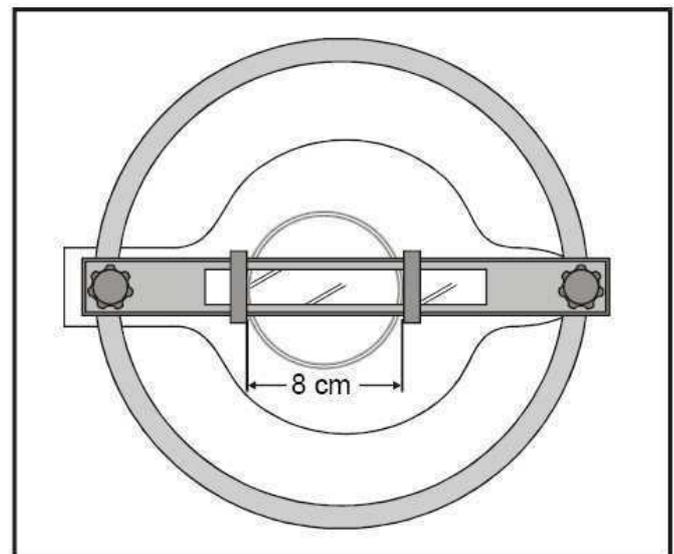
Si luego de abandonar el ánodo, el rayo de electrones se desvía para el lado equivocado (izquierdo):

- desconecte ambas fuentes de alimentación.
- intercambie las conexiones de la fuente de alimentación de CC para cambiar la polarización del campo magnético.

Si los electrones no describen una órbita cerrada sino una línea curva helicoidal:

- Afloje los tornillos de sujeción de ambas abrazaderas (lea el manual de información del tubo de rayo electrónico filiforme).
- Gire cuidadosamente el tubo de rayo electrónico filiforme sobre su eje longitudinal hasta que el rayo de electrones describa una órbita circular cerrada.
- Ajuste los tornillos de sujeción.

Fig. 4 Medición del diámetro de la órbita con el dispositivo de medición



Calibración del campo magnético de Helmholtz (opcional):

La Fig. 5 muestra el montaje para calibrar el campo magnético. Para realizar las mediciones se necesitarán los dispositivos adicionales recomendados más arriba.

- Si corresponde, desconecte todas las fuentes de alimentación.
- Retire el dispositivo de medición y la bobina de Helmholtz de la parte delantera, afloje la conexión al tubo de rayo electrónico filiforme y los tornillos de montaje de las dos abrazaderas (lea las instrucciones del tubo de rayo electrónico filiforme).
- Quite cuidadosamente el tubo de rayo electrónico filiforme y colóquelo, por ejemplo, en su estuche original.
- Vuelva a ensamblar la bobina de Helmholtz de la parte delantera y conecte.
- Conecte la sonda axial B al Teslámetro (rango de medición 20 mT) y calibre el punto cero (vea el manual de instrucciones del Teslámetro).
- Mueva la sonda axial B en forma paralela al campo magnético de las bobinas de Helmholtz hacia el centro del par de bobinas.
- Aumente la corriente de bobina I de 0 a 3 A en pasos de 0,5 A, mida el campo magnético B y registre los valores de las mediciones.

Una vez concluida la calibración:

- Vuelva a ensamblar el tubo de rayo electrónico filiforme de acuerdo con las instrucciones.

Ejemplo de medición

Tabla 1: Corriente de bobina I en función del potencial de aceleración U a un radio de órbita constante $r = 0,04$ m.

$\frac{U}{V}$	$\frac{I}{A}$
300	2,15
290	2,10
280	2,07
270	2,03
260	2,00
250	1,97
240	1,91
230	1,88
220	1,83
210	1,79
200	1,75

Tabla 2: Campo magnético B de las bobinas de Helmholtz en función de la corriente de bobina I (esta medición requiere de los dispositivos adicionales mencionados más arriba).

$\frac{I}{A}$	$\frac{B}{mT}$
0,5	0,35
1,0	0,65
1,5	0,98
2,0	1,34
2,5	1,62
3,0	2,05

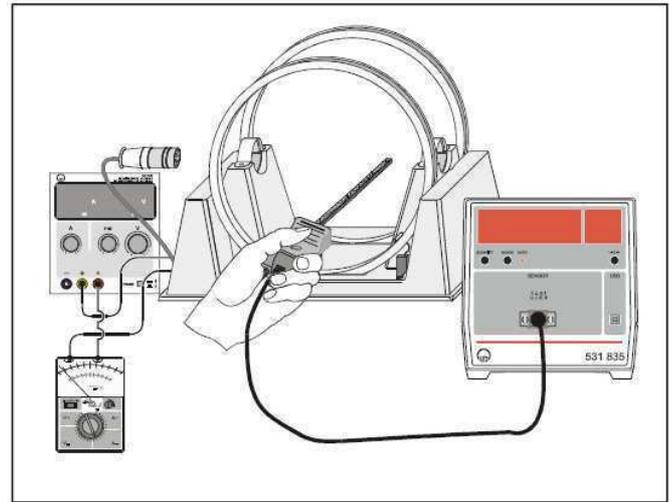


Fig. 5 Montaje para la calibración del campo magnético de Helmholtz

Evaluación y resultados

La Fig. 6 muestra los valores de mediciones de la Tabla 1 en su forma lineal $U = f(I^2)$ – según (VIII). La pendiente de la línea resultante a través del origen es

$$\alpha = 65,3 \text{ V A}^{-2}.$$

Según la ecuación (VIII), la carga específica del electrón es

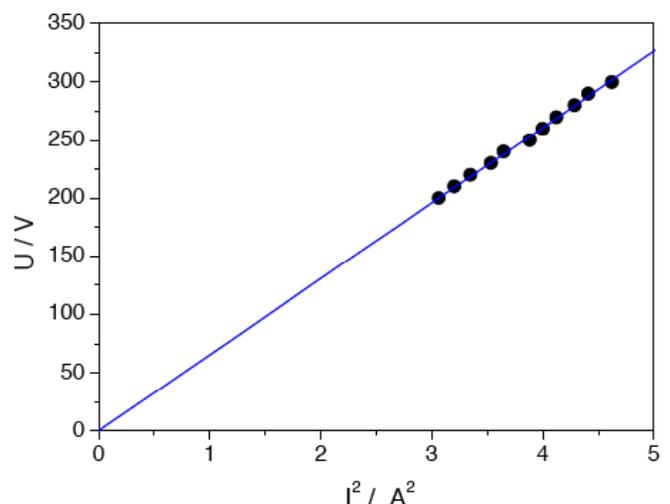
$$\frac{e}{m_e} = \frac{2 \cdot \alpha}{r^2 \cdot k^2}$$

Por lo tanto, para seguir evaluando se necesita el factor de proporcionalidad k .

Si los haces luminosos inciden perpendicularmente ($\alpha = \beta$), se reflejan sobre sí mismos.

Si los haces luminosos inciden en forma oblicua, se reflejan en otras direcciones, pero permanecen paralelos.

Fig. 6 Presentación de los resultados de medición de la Tabla 1



Determinación del factor de proporcionalidad k a partir de la calibración del campo magnético de Helmholtz:

El ajuste de los valores de medición de la Tabla 2 a una línea recta que pasa por el origen nos da como resultado:

$$k = 0,67 \text{ mT A}^{-1}$$

y luego

$$\frac{e}{m_e} = 1,8 \cdot 10^{11} \frac{\text{As}}{\text{kg}}$$

Cálculo del factor de proporcionalidad k :

Usando (IX) se puede calcular

$$k = 0,78 \text{ mT A}^{-1}$$

y luego

$$\frac{e}{m_e} = 1,3 \cdot 10^{11} \frac{\text{As}}{\text{kg}}$$

Valor documentado:

$$\frac{e}{m_e} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{As}}{\text{kg}}$$

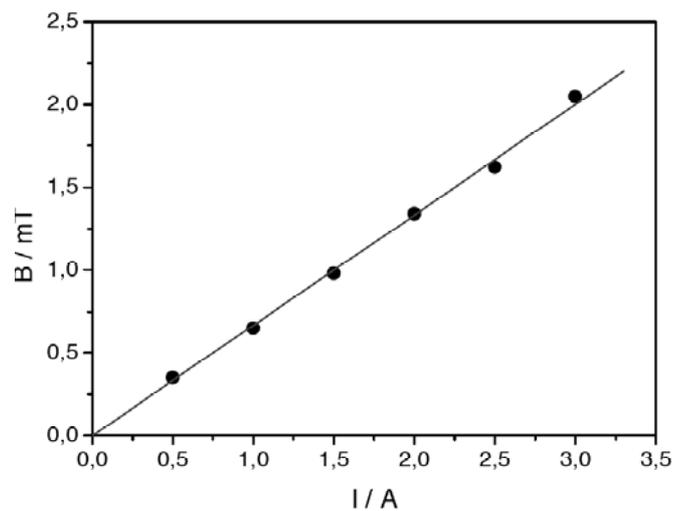


Fig. 7 Curva de calibración para el campo magnético de las bobinas de Helmholtz

Determinación de la vida media del Ba 137m

Trazado y análisis de la curva de decaimiento con CASSY

Objetivos del experimento

- Elusión del isótopo metaestable Ba 137m a partir de un preparado de Cs 137.
- Medición de la actividad del eluido en función del tiempo y determinación de la vida media del Ba 137m.

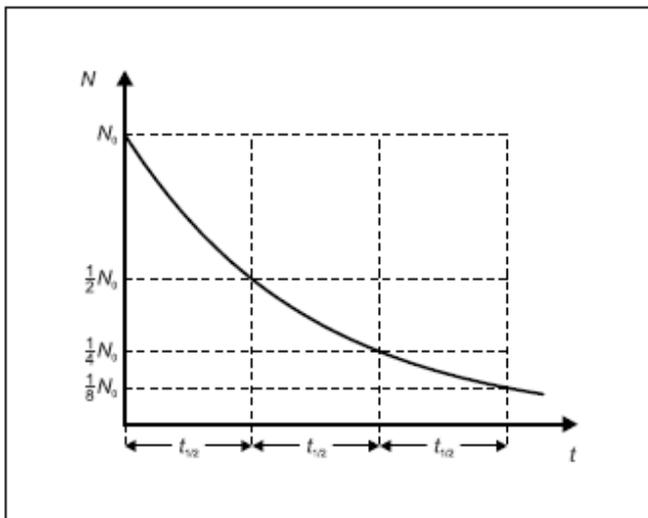
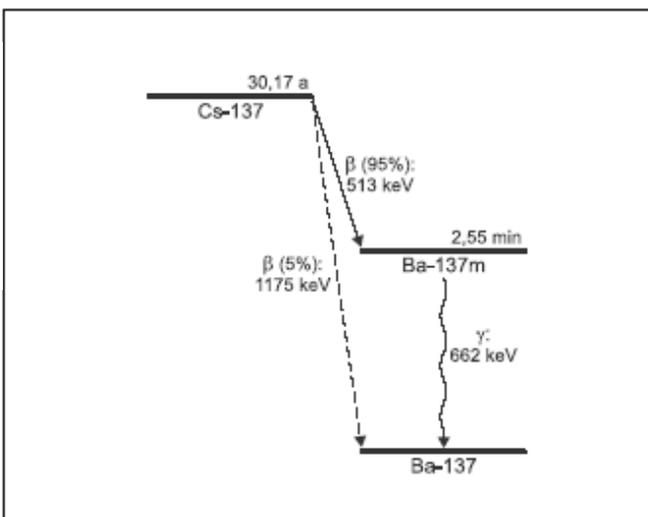


Fig. 1 Decaimiento radiactivo: Cantidad N de núcleos atómicos radiactivos en función del tiempo t

Fig. 2 Esquema simplificado del decaimiento del Cs 137



Fundamentos

Si en una muestra radiactiva se encuentran núcleos atómicos radiactivos de una especie, éstos decaen con la misma probabilidad sin que el momento de decaimiento para un núcleo único pueda precisarse de antemano. Sin embargo, si luego no se agregan núcleos radiactivos, su cantidad durante el siguiente intervalo dt decrece en

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt \quad (I)$$

λ : constante de decaimiento

Por ello, para la cantidad N vale la ley de decaimiento

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (II)$$

N_0 : cantidad de núcleos radiactivos en el instante $t = 0$

Esta ley dice, entre otras cosas, que luego de la vida media

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (III)$$

la cantidad de núcleos radiactivos se redujo a la mitad (ver figura 1). Para la actividad de la muestra, esto es, la cantidad de decaimientos en la unidad de tiempo, se tiene

$$A(t) = \lambda \cdot N(t) \quad (IV)$$

Luego

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad \text{con} \quad A_0 = \lambda \cdot N_0 \quad (V)$$

o sea, también la actividad $A(t)$ se reduce a la mitad luego de un lapso igual a la vida media.

En el experimento se traza la curva de decaimiento del estado metaestable Ba-137m del isótopo Ba-137 y se determina la vida media. El Ba 137 es un descendiente del Cs 137, que tiene una vida media de aproximadamente 30 años. El Cs 137 decae en Ba 137 irradiando rayos β . En esta transición se pasa en un 95 % al estado metaestable Ba 137m (ver figura 2) que, con una vida media de solamente 2,551 minutos, decae, emitiendo rayos γ , en el estado fundamental Ba-137.

La sustancia madre se conserva en un generador de isótopos Cs/Ba 137. Al comienzo del experimento, los isótopos metaestables Ba 137m que surgen del decaimiento β del Cs 137 son lavados (eluidos) del generador de isótopos con una solución salina acidulada. Luego se traza la actividad del eluido.

Equipo

1 generador de isótopos Cs/Ba-137m	559 815
1 tubo contador con ventanilla.....	559 01
1 unidad GM.....	524 033
1 sensor CASSY	524 010
1 CASSY Lab	524 200
1 base de soporte pequeña en forma de V	300 02
1 varilla de soporte, 47 cm	300 42
2 manguitos Leybold	301 01
2 pinzas universales, 0 ... 80 mm Ø	666 555
1 juego de tubos de ensayo, 16 x 160 mm.....	664 043
1 vaso de precipitados 250 ml, vidrio duro	664 103

además se precisa:

1 PC con Windows 95 / 98 / NT

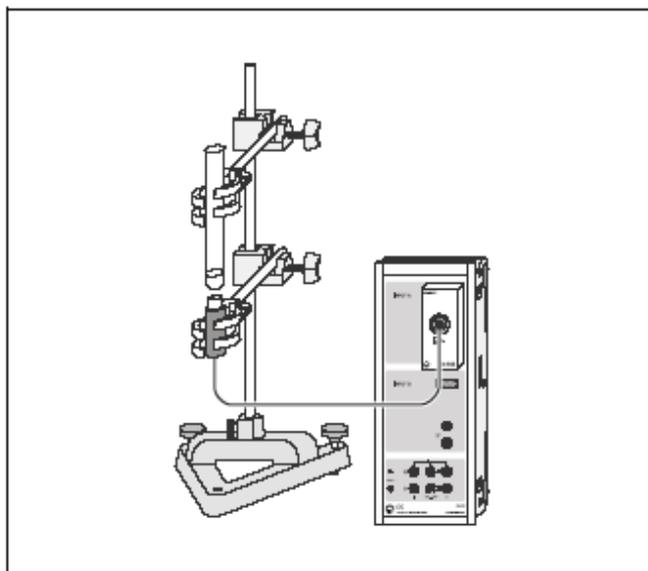


Fig. 3 Montaje del experimento para trazar la curva de decaimiento del Ba 137m metaestable con CASSY

Montaje

El montaje del experimento se muestra en la figura 3.

- Sujetar las pinzas universales a la varilla de soporte a una distancia de aproximadamente 6 cm entre sí.
- Sujetar el tubo contador con ventanilla apuntando hacia arriba en la pinza universal de abajo y quitar la tapa de protección.
- Sujetar un tubo de ensayo por encima de la ventanilla de entrada del tubo contador, a una distancia de 0,5 cm.
- Conectar el sensor CASSY al puerto serie de la computadora (por ejemplo, COM1), enchufar la unidad GM y conectar el tubo contador con ventanilla.

Realización

Determinación de los parámetros de medición:

- Ejecutar el software CASSY Lab y, en el registro "CASSY" de la ventana de diálogo "Ajustes", hacer clic en "Actualizar disposición".
- Hacer un clic sobre la representación de la unidad GM y seleccionar los siguientes ajustes:
 - magnitud de medida: "tasa RA1", rango de medición: "100 1/s", tiempo de apertura de puerta: 12 s
- En el registro "Representación" de la ventana de diálogo, seleccionar "Ajustes":
 - eje x: t, eje y: RA1
- Elegir como parámetros:
 - "Registro automático", "Intervalo: 100 ms"

Elusión del Ba 137m:

- Insertar el tubo flexible plástico en la jeringa, extraer aproximadamente entre 2 y 3 ml de solución de elusión y a continuación, quitar el tubo flexible.
- Desatornillar la tapa de protección del cuello roscado del generador de isótopos Cs/Ba 137m (placa azul) y atornillar la punta de la jeringa.
- Retirar la tapa de protección del empalme de salida del generador de isótopos Cs/Ba 137m y mantener la abertura de salida sobre el tubo de ensayo sujetado.

Indicaciones para la seguridad

Para manipular preparados radiactivos deben tenerse en cuenta disposiciones propias de cada país. En la República Federal de Alemania se trata del reglamento alemán de protección contra la radiación ionizante (StrlSchV). Las sustancias radiactivas que se emplean en el experimento han recibido la homologación de producto para enseñanza escolar según el StrlSchV. Dado que estas sustancias producen radiación ionizante, deben ser manipuladas atendiendo a las siguientes medidas de seguridad:

- Asegurarse de que personas no autorizadas no tengan acceso al generador de isótopos Cs/Ba 137m.
- Antes de utilizar el generador de isótopos Cs/Ba 137m, asegurarse de que esté intacto.
- Para tener *blindado* el generador de isótopos Cs/Ba 137m, mantenerlo dentro del armario.
- Para garantizar un *tiempo de exposición* lo más corto posible y la *menor actividad posible* retirar el generador de isótopos Cs/Ba 137m del recipiente contenedor sólo para la elusión del Ba 137m. Durante la elución del Ba 137m, utilizar sin falta guantes de laboratorio.

Al cabo de aproximadamente 30 minutos, la actividad residual del Ba 137m en el eluido es una milésima parte de la del comienzo. La impureza del eluido con Cs 137 es inferior a 50 Bq/ml.

- Para evacuar el eluido esperar aproximadamente una media hora y luego verter en el desagüe.

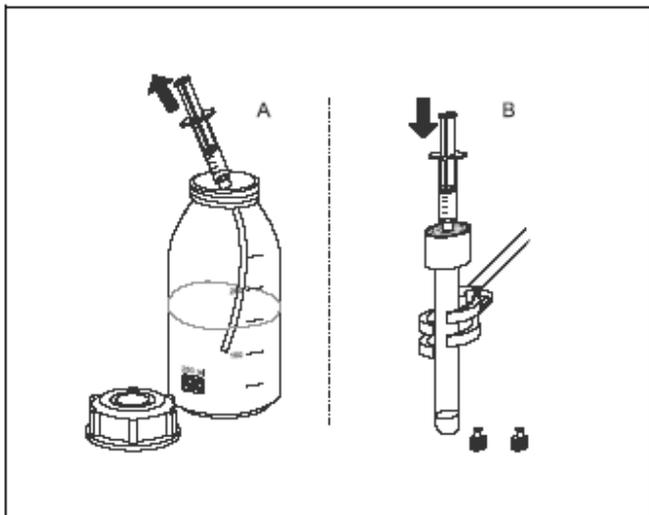


Fig. 4 Elución del Ba 137m del generador de isótopos Cs/Ba 137m

- Presionar cuidadosamente el émbolo de la jeringa para empujar la solución de elución por el generador de isótopos Cs/Ba 137m.

El procedimiento de elución debería finalizar al cabo de 10 a 20 segundos.

Trazado de los valores medidos:

- Comenzar el trazado de los valores medidos con el botón  o la tecla F9, y finalizar al cabo de aproximadamente 700 segundos.
- Almacenar los valores de medición bajo un nombre representativo con  o F2.

Indicación:

El equilibrio radiactivo entre el Cs 137 y el nucleido hijo Ba 137m es restaurado luego de 20 minutos. De esta manera, puede procederse a una nueva elución pasados 20 minutos.

La vida útil del generador de isótopos Cs/Ba 137m está limitada por las impurezas que ingresan en el generador con la solución de elución y que con el tiempo obstruyen el filtro de poros muy pequeños. Empleando la solución original, de elevada pureza, el generador puede eluir entre 500 y 1000 veces.

Ejemplo de medición y análisis

La figura 5 muestra la curva de decaimiento del Ba 137m. Para un nuevo análisis y para determinar la vida media $t_{1/2}$:

- Con el botón derecho del mouse hacer clic en el diagrama, seleccionar la opción de menú "Efectuar ajustes" → Función exponencial e^{-x} , y marcar con el mouse el comienzo y el final del rango de adaptación.
- Mediante la combinación de teclas Alt+W, activar la línea horizontal y asignarle con el mouse un valor redondo de tasa de conteo (por ejemplo, 80 1/s).
- Asignar a las otras líneas horizontales la mitad, un cuarto y un octavo del valor antes seleccionado.
- Mediante la combinación de teclas Alt+S, activar las líneas verticales y, con el mouse, llevarlas a los puntos de intersección de la curva adaptada con las líneas horizontales.
- Mediante la combinación de teclas Alt+D, activar la medición de diferencia y determinar la vida media $t_{1/2}$ como la distancia entre dos líneas verticales contiguas.

De la figura 5 se obtiene $t_{1/2} = 145,2 \text{ s} = 2,42 \text{ min}$.

valor extraído de tablas:

$$t_{1/2} = 153,08 \text{ s} = 2,5514 \text{ min.}$$

Resultado

La cantidad $N(t)$ de los núcleos aún no decaídos de una sustancia radiactiva al instante t y su actividad $A(t)$ decrecen con el tiempo siguiendo una ley exponencial. Este decremento está caracterizado por la vida media $t_{1/2}$, que es el tiempo que debe transcurrir para que la cantidad de dichos núcleos o bien su actividad disminuyan a la mitad.

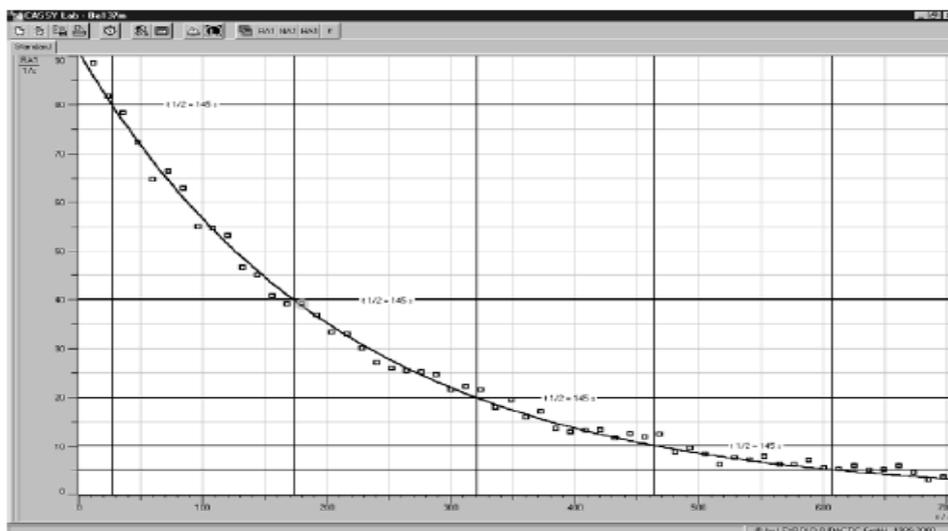


Fig. 5 Curva de decaimiento del Ba 137, trazada y analizada con CASSY

Difracción de electrones en una red policristalina (Difracción de Debye-Scherrer)

Objetivos del experimento

- Determinación de la longitud de onda de los electrones
- Verificación de la ecuación de de Broglie
- Determinación de la distancia reticular interplanar del grafito

Principios

En 1924 Louis de Broglie sugirió que las partículas podrían tener propiedades ondulatorias, además de las propiedades características de las partículas. Presentó la hipótesis de que la longitud de onda de las partículas es inversamente proporcional a su cantidad de movimiento:

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

λ : longitud de onda

h : constante de Planck

p : cantidad de movimiento

Sus conjeturas fueron confirmadas por los experimentos de Clinton Davisson y Lester Germer sobre la difracción de electrones en estructuras cristalinas de níquel en 1927.

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

De los electrones emitidos por el cátodo caliente, un pequeño haz es separado por medio de un diagrama de pines. Luego de pasar por un sistema de enfoque óptico-electrónico, los electrones inciden en forma de un haz monocromático muy limitado en una lámina policristalina de grafito. Los átomos del grafito pueden ser considerados como una red espacial que actúa como una rejilla de difracción para los electrones. En la pantalla fluorescente aparece un patrón de difracción de dos anillos concéntricos, cuyo centro es el haz de electrones sin difractar (Fig. 1). El diámetro de los anillos concéntricos varía según la longitud de onda λ y por lo tanto

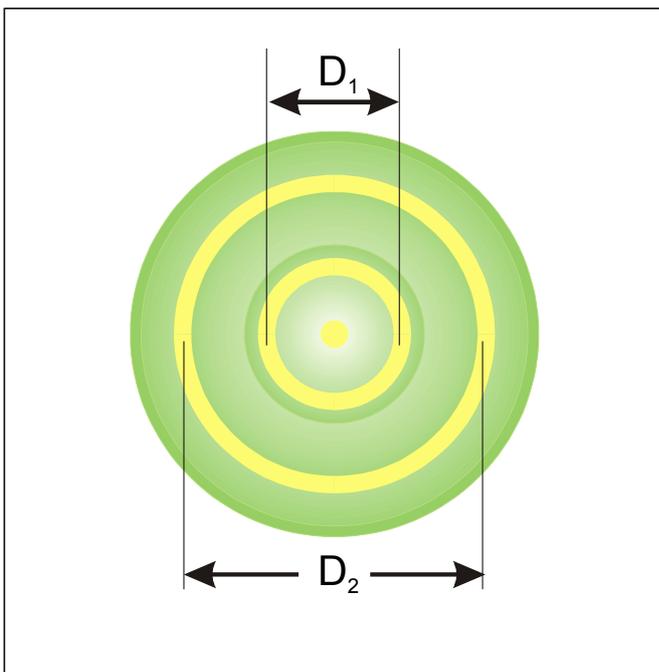


Fig. 1: Representación esquemática del patrón de anillos observado debido a la difracción de electrones en el grafito. Se observan dos anillos de diámetros D_1 y D_2 correspondientes a las distancias reticulares interplanares d_1 y d_2 (Fig. 3).

con la tensión de aceleración U, tal como se desprende de las siguientes consideraciones:

De la ecuación de energía para los electrones acelerados por la tensión U

$$e \cdot U = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = \frac{p^2}{2 \cdot m} \quad (II)$$

U: tensión de aceleración

e: carga del electrón

m: masa de la partícula

v: velocidad de la partícula

la cantidad de movimiento p se puede derivar como

$$p = m \cdot v = \sqrt{2 \cdot e \cdot m \cdot U} \quad (III)$$

Reemplazando la ecuación (III) en la ecuación (I) resulta para la longitud de onda:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot e \cdot U}} \quad (IV)$$

En 1913, H. W. y W. L. Bragg descubrieron que la disposición regular de los átomos en un cristal simple podría entenderse como una matriz de elementos reticulares en planos reticulares paralelos. Entonces, al exponer esta red cristalina a rayos X monocromáticos o electrones monoenergéticos y, además, suponiendo que éstos tienen una naturaleza ondulatoria, cada elemento en un plano reticular actúa como un "punto de dispersión", en el cual se forma un tren de ondas esféricas. Según el principio de Huygens, estos trenes de ondas esféricas se superponen y crean un frente de ondas "reflejado". En este modelo, la longitud de onda λ no se modifica respecto del frente de onda "incidente", y las direcciones de las radiaciones que son perpendiculares a los dos frentes de onda cumplen con la condición "ángulo de incidencia = ángulo de reflexión".

En los rayos vecinos reflejados en los planos reticulares individuales se genera una interferencia constructiva cuando las diferencias de trayectoria $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = 2 \cdot d \cdot \sin \vartheta$ son múltiplos enteros de la longitud de onda λ (Fig. 2):

$$2 \cdot d \cdot \sin \vartheta = n \cdot \lambda \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (V)$$

d: distancia reticular interplanar

ϑ : ángulo de difracción

Esta es la denominada "condición de Bragg" y el ángulo de difracción ϑ correspondiente es conocido como ángulo rasante.

En este experimento se utiliza un material policristalino como objeto de difracción. Esto equivale a una gran cantidad de pequeños cristallitos individuales que están dispersos en el espacio en forma irregular. Como consecuencia de esto, siempre hay algunos cristales en los que se satisface la condición de Bragg para una dirección de incidencia y longitud de onda dadas. Las reflexiones producidas por estos cristallitos quedan en conos cuyo eje común está dado por la dirección de incidencia. De ahí que aparezcan círculos concéntricos en una pantalla ubicada perpendicular a este eje. Los planos reticulares que son importantes para el patrón de difracción de los electrones obtenido con este montaje tienen las distancias reticulares interplanares (Fig. 3):

$$d_1 = 2,13 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

$$d_2 = 1,23 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

De la Fig. 4 se puede deducir la relación

$$\tan 2 \cdot \vartheta = \frac{D}{2 \cdot L} \quad (VI)$$

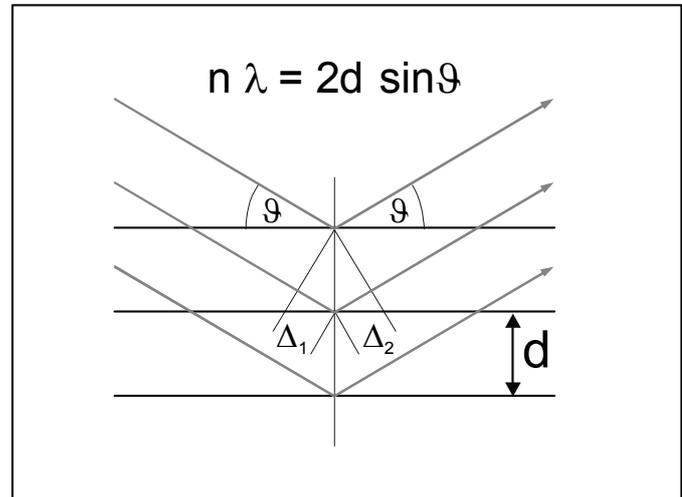


Fig. 2: Representación esquemática de la condición de Bragg.

Aproximando $\tan 2 \cdot \vartheta = \sin 2 \cdot \vartheta = 2 \cdot \sin \vartheta$ para ángulos pequeños se obtiene

$$2 \cdot \sin \vartheta = \frac{D}{2 \cdot L} \quad (VII)$$

La sustitución de la ecuación (VII) en (V) lleva la difracción de primer orden ($n = 1$) a

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

D: diámetro del anillo

L: distancia entre el grafito y la pantalla

d: distancia reticular interplanar

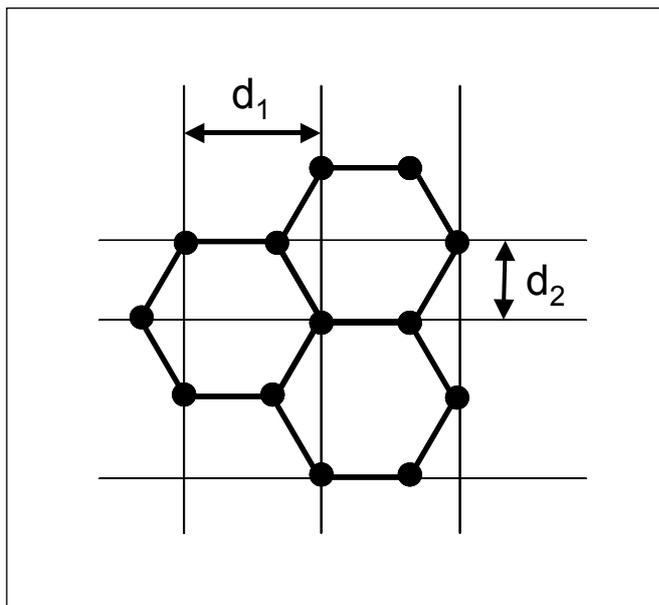


Fig. 3 Distancias reticulares interplanares en el grafito:

$$d_1 = 2,13 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

$$d_2 = 1,23 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

Materiales

1 tubo de difracción de electrones.....	555 626
1 portatubo	555 600
1 fuente de alimentación de alta tensión 10 kV	521 70
1 calibre Vernier de precisión	311 54
1 cable de seguridad de 25 cm rojo	500 611
1 cable de seguridad de 50 cm rojo	500 621
1 cable de seguridad de 100 cm rojo.....	500 641
1 cable de seguridad de 100 cm azul.....	500 642
2 cables de seguridad de 100 cm negros.....	500 644

Según la ecuación (IV), la longitud de onda λ está determinada por la tensión de aceleración U . La combinación de las ecuaciones (IV) y (VIII) muestra que los diámetros D_1 y D_2 de los anillos concéntricos cambian en función de la tensión de aceleración U :

$$D = k \cdot \frac{1}{\sqrt{U}} \quad (\text{IX})$$

con

$$k = \frac{2 \cdot L \cdot h}{d \cdot \sqrt{2} \cdot m \cdot e} \quad (\text{X})$$

La medición de los diámetros D_1 y D_2 en función de la tensión de aceleración U permite determinar las distancias reticulares interplanares d_1 y d_2 .

Notas de seguridad

Cuando el tubo de difracción de electrones es operado a altas tensiones superiores a 5 kV se generan rayos X.

■ No opere el tubo de difracción de electrones a tensiones superiores a los 5 keV.

La conexión del tubo de difracción de electrones con ánodo a tierra indicada en esta Hoja de instrucciones requiere de una fuente de tensión a prueba de alta tensión para calentar el cátodo.

■ Use la fuente de alimentación de alta tensión de 10 kV (521 70) para la alimentación de tensión del tubo de difracción de electrones.

Peligro de implosión: El tubo de difracción de electrones es un tubo de alto vacío con paredes de vidrio muy delgadas.

■ No someta al tubo de difracción de electrones a esfuerzos mecánicos, y conéctelo únicamente si está montado en el portatubo.

■ Manipule con cuidado las clavijas conectoras del casquillo, no las doble y colóquelas con cuidado en el portatubo.

El tubo de difracción de electrones puede romperse si se le suministran tensiones o corrientes demasiado altas:

■ Aténgase a los parámetros de operación indicados en los datos técnicos.

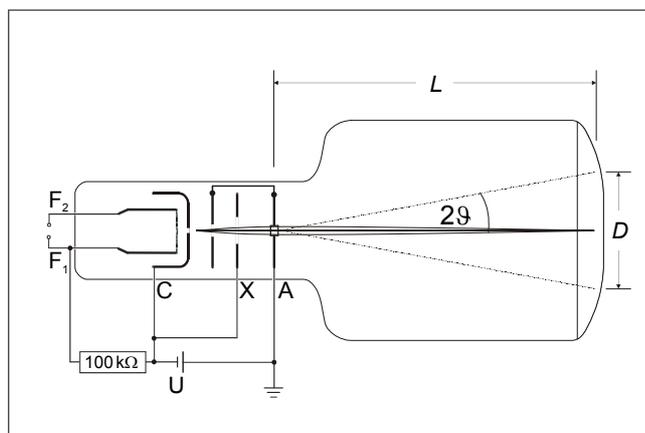


Fig. 4: Bosquejo esquemático para determinar el ángulo de difracción.

$L = 13,5$ cm (distancia entre la lámina de grafito y la pantalla),

D : diámetro de un anillo de difracción observado en la pantalla.

θ : ángulo de difracción.

Para el significado de F_1 , F_2 , C , X y A ver Fig. 5.

Montaje

La Fig. 5 muestra el montaje experimental (diagrama de cableado).

- Conecte los enchufes hembra para calentar el cátodo F_1 y F_2 del portatubo a la salida en la parte trasera de la fuente de alimentación de alta tensión de 10 kV.
- Conecte los enchufes hembra C (tapa del cátodo) y X (electrodo de enfoque) del portatubo al polo negativo.

- Conecte el enchufe hembra A (ánodo) al polo positivo de la salida de 5 kV/2 mA de la fuente de alimentación de alta tensión de 10 kV.
- Realice la conexión a tierra del polo positivo de la fuente de alimentación de alta tensión de 10 kV.

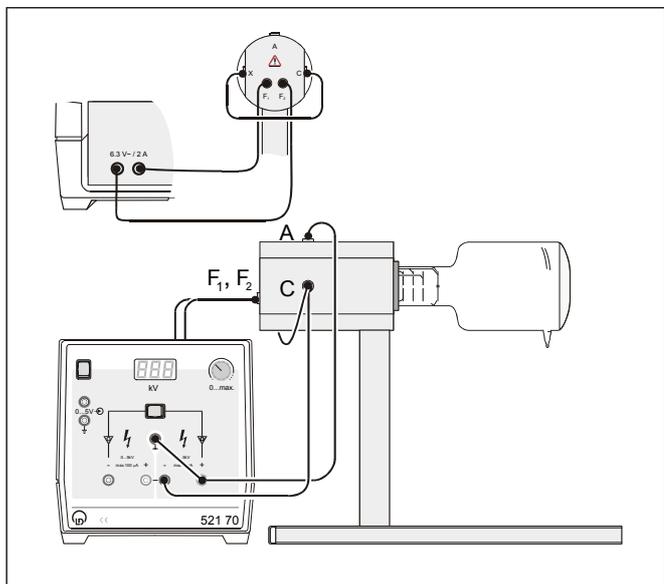


Fig. 5: Montaje experimental (diagrama de cableado) para observar la difracción de los electrones en el grafito.
 Conexión de pines:
 F₁, F₂: enchufes hembra para calentar el cátodo
 C: tapa del cátodo
 X: electrodo de enfoque
 A: ánodo (con lámina de grafito policristalino, ver Fig. 4)

Realización del experimento

- Aplique una tensión de aceleración $U \leq 5$ kV y observe el patrón de difracción.
- Consejo: La dirección del haz de electrones se puede influenciar por medio de un imán, que puede aferrarse al cuello del tubo, cerca del sistema de enfoque de electrones. Para iluminar otro punto de la muestra tal vez sea necesario ajustar el imán si no se pueden distinguir perfectamente al menos dos anillos de difracción en el patrón de difracción.*
- Varíe la tensión de aceleración U entre 3 kV y 5 kV en pasos de 0,5 kV y mida el diámetro D₁ y D₂ de los anillos de difracción en la pantalla (Fig. 1).
 - Mida la distancia entre la lámina de grafito y la pantalla.

Ejemplo de medición

Tabla 1: Mediciones de los diámetros D₁ y D₂ (promedio de 5 mediciones) de los anillos concéntricos de difracción en función de la tensión de aceleración U.

U / kV	D ₁ / cm	D ₂ / cm
3,0	3,30	5,25
3,5	2,83	4,88
4,0	2,66	4,58
4,5	2,40	4,35
5,0	2,33	4,12

Distancia entre la lámina de grafito y la pantalla: L = 13,5 cm

Evaluación y resultados

a) Determinación de la longitud de onda de los electrones

A partir de los valores medidos para D₁ y D₂ y las distancias reticulares interplanares d₁ y d₂, la longitud de onda se puede determinar con la ecuación (VIII). El resultado para D₁ y D₂ está resumido en la Tabla 2 y la Tabla 3 respectivamente.

Nota: Al reescribir la ecuación (VIII) como

$$d = \lambda \cdot \frac{2 \cdot L}{D}$$

se ve que el diámetro D de los anillos (Fig. 1) es inversamente proporcional a las distancias reticulares interplanares d (Fig. 2). Esta información es necesaria para la evaluación de la longitud de onda a partir de las distancias reticulares interplanares (que en este caso se dieron como conocidas) según la ecuación (VIII). Los parámetros del plano reticular se deducen directamente en la parte c) usando las ecuaciones (IX) y (X).

El error dominante en las mediciones es la determinación de los diámetros D₁ y D₂ de los anillos. Para una precisión de lectura aproximada de 2 mm, el error es de aproximadamente 5% y 10 % en el anillo exterior e interior respectivamente.

Tabla 2: Medición del diámetro D₁ de los anillos de difracción concéntricos en función de la tensión de aceleración U. Las longitudes de onda λ₁ y λ_{1, teórica} son determinadas por la ecuación (VIII) y la ecuación (IV) respectivamente.

U / kV	D ₁ / cm	λ ₁ / pm	λ _{1, teórica} / pm
3,0	3,30	22,9	22,4
3,5	2,83	21,1	20,7
4,0	2,66	19,4	19,4
4,5	2,40	18,5	18,3
5,0	2,33	17,6	17,3

Tabla 3: Medición del diámetro D₂ de los anillos de difracción concéntricos en función de la tensión de aceleración U. Las longitudes de onda λ₂ y λ_{2, teórica} son determinadas por la ecuación (VIII) y la ecuación (IV) respectivamente.

U / kV	D ₂ / cm	λ ₂ / pm	λ _{2, teórica} / pm
3,0	5,25	22,6	22,4
3,5	4,88	21,0	20,7
4,0	4,58	19,7	19,4
4,5	4,35	18,6	18,3
5,0	4,12	17,5	17,3

b) Verificación de la ecuación de de Broglie

La relación de de Broglie (ecuación (I)) se puede verificar con

$$e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$m = 9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$$

en la ecuación (IV). Los resultados para la longitud de onda determinados por la ecuación (IV) son $\lambda_{1, \text{ teórica}}$ y $\lambda_{2, \text{ teórica}}$. Están enunciados para los diámetros D_1 y D_2 en la Tabla 2 y la Tabla 3 respectivamente. Los valores λ_1 y λ_2 determinados por el patrón de difracción concuerdan bastante bien con los valores teóricos $\lambda_{1, \text{ teórica}}$ y $\lambda_{2, \text{ teórica}}$ según la relación de de Broglie.

c) Determinación de las distancias reticulares interplanares del grafito

En la Fig. 6 se trazaron los diámetros D_1 y D_2 en función de $1/\sqrt{U}$. Las pendientes k_1 y k_2 están determinadas por ajustes lineales que atraviesan el origen según la ecuación (IX) para los datos experimentales:

$$k_1 = 1,578 \cdot m \sqrt{V}$$

$$k_2 = 2,729 \cdot m \sqrt{V}$$

Resolviendo la ecuación (X) para la distancia reticular interplanar d

$$d = \frac{2 \cdot L \cdot h}{k \cdot \sqrt{2} \cdot m \cdot e}$$

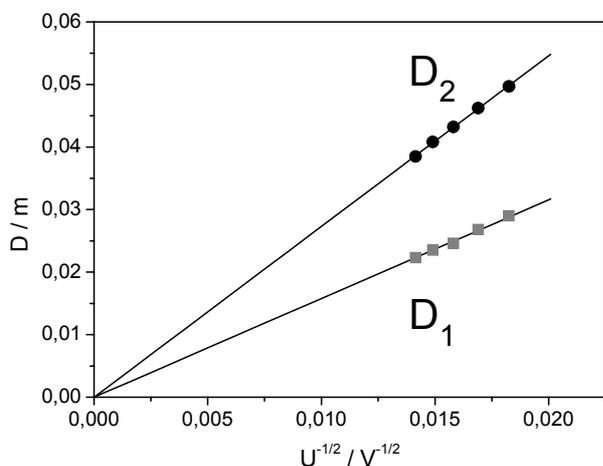


Fig. 6: Diámetros D_1 y D_2 de los anillos en función de $1/\sqrt{U}$. Las líneas continuas corresponden a los ajustes lineales con las pendientes $k_1 = 1,578 \text{ m} \sqrt{V}$ y $k_2 = 2,729 \text{ m} \sqrt{V}$, respectivamente.

tenemos como resultado

$$d_1 = 2,10 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

$$d_2 = 1,21 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

lo cual está dentro de los límites de error según los parámetros especificados en la Fig. 3.

Información complementaria

Luego de los experimentos de Davisson y Germer, otros experimentos con efectos ondulatorios de partículas ocasionados por partículas confirmaron la relación de de Broglie y, por lo 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 difrataron átomos de helio usando un cristal de fluoruro de litio.

Los resultados experimentales que pueden ser descritos por la teoría cuántica sólo tienen la constante de Planck h en su fórmula básica. En este experimento, por ejemplo, se puede determinar la constante de Planck a partir de la ecuación (X), si se puede asumir que se conocen las distancias reticulares d_1 y d_2 del grafito, por ejemplo, a partir del análisis de la estructura de los rayos X:

$$h = \frac{d \cdot k \cdot \sqrt{2} \cdot m \cdot e}{2 \cdot L}$$

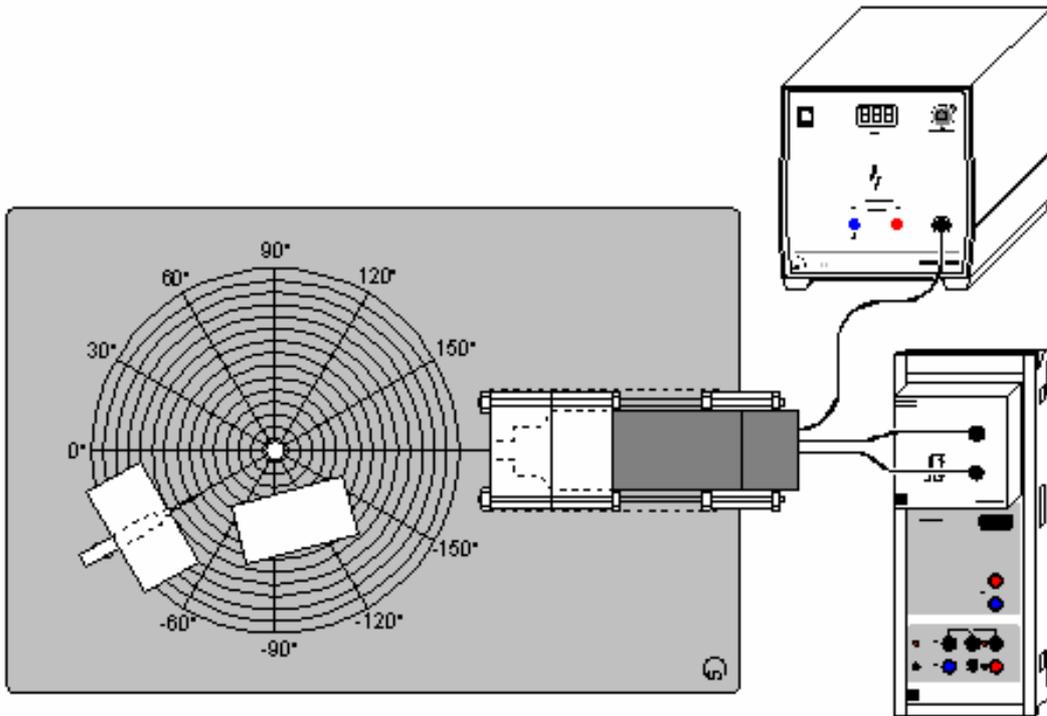
Usando los valores k_1 y k_2 obtenidos por el ajuste lineal correspondiente a los datos experimentales (Fig. 6), se obtiene

$$d_1: h = 6,724 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$$

$$d_2: h = 6,717 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$$

Bibliografía: $h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

Observación cuantitativa del efecto Compton



Apropiado también para el Pocket-CASSY

■ Cargar ejemplo

Instrucciones de seguridad

Al manipular preparados radioactivos hay que tener en consideración las condiciones específicas de cada país, en la República Federal Alemana por ej. el Reglamento de protección contra la radiación (StrlSchV). Las sustancias radioactivas utilizadas en el ensayo tienen permiso de construcción, según el reglamento alemán de protección contra la radiación, para ser implementadas en el aula. Como estas sustancias generan radiación ionizante, se debe tener en cuenta las siguientes reglas de seguridad durante la manipulación de las mismas:

- Proteja al preparado para que personas **no autorizadas** no tengan acceso.
- Antes de utilizar los preparados verifique que estén **íntegros**.
- Para que estén dentro de un **blindaje** consérvelos en el recipiente de protección.
- Sacar los preparados sólo para la ejecución del experimento para garantizar un **tiempo de exposición lo más breve posible** y una **actividad lo más reducida posible**.
- Tomar al preparado sólo del extremo superior del soporte metálico para asegurar la **mayor distancia posible**.

Descripción del ensayo

El contador de centelleo es calibrado en energía. Se registra la distribución energética de los cuantos γ en un dispersor de aluminio para diferentes ángulos entre la muestra y el detector. De aquí se verifica cuantitativamente el efecto Compton.

Equipo requerido

1	Sensor-CASSY	524 010
1	CASSY Lab	524 200
1	Unidad MCA	524 058



1	Preparado mixto α , β , γ	559 84 o de 559 83
1	Equipo para efecto Compton	559 800
1	Preparado de Cs-137, 3,7 MBq	559 809
1	Contador de centelleo	559 901
1	Etapas de salida de detector	559 912
1	Fuente de aliment. de alta tensión 1,5 kV	521 68
1	PC desde Windows 95/98/NT	

Montaje del ensayo (véase el esquema)

Conecte la etapa de salida del contador de centelleo con la unidad MCA y la fuente de alimentación de alta tensión. Ponga la placa de experimentación del equipo del efecto Compton y el blindaje de plomo respectivo.

Realización del ensayo

■ Cargar ajustes

- Primeramente calibre en energía el contador de centelleo, para ello desplace el preparado mixto en el portamuestras del equipo Compton y oriéntelo hacia la marca 0°. No coloque ningún dispersor de aluminio.
- Registre el espectro (**F9**) y mediante las líneas en 662 keV y 59,5 keV realice una calibración de energía.
- Cambie el preparado mixto por el preparado de Cs-137. Coloque el preparado en 10° y el dispersor de aluminio. Coloque el blindaje adicional en la línea visual directa entre preparado y detector.
- Registre el espectro (**F9**), luego retire el dispersor de aluminio y registre nuevamente el espectro.
- La diferencia entre ambos espectros (con y sin dispersor de aluminio) resulta el espectro dispersor.
- Repita la medición de los diferentes ángulos del preparado, cada vez un espectro con dispersor de aluminio y un espectro sin tener que abstraer. Durante el montaje desplace el blindaje adicional de tal forma que la línea visual directa entre preparado y detector está bloqueada.

Evaluación

De los espectros de dispersión (diferencia con y sin dispersor de aluminio) se determina la energía de los cuantos γ dispersados y representadas con sus respectivos ángulos, para luego compararlas con el valor teórico

$$E'_\gamma = E_\gamma / \left(1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \Theta) \right)$$

Alternativamente se puede intentar realizar un ajuste libre.

Enseñanza científica

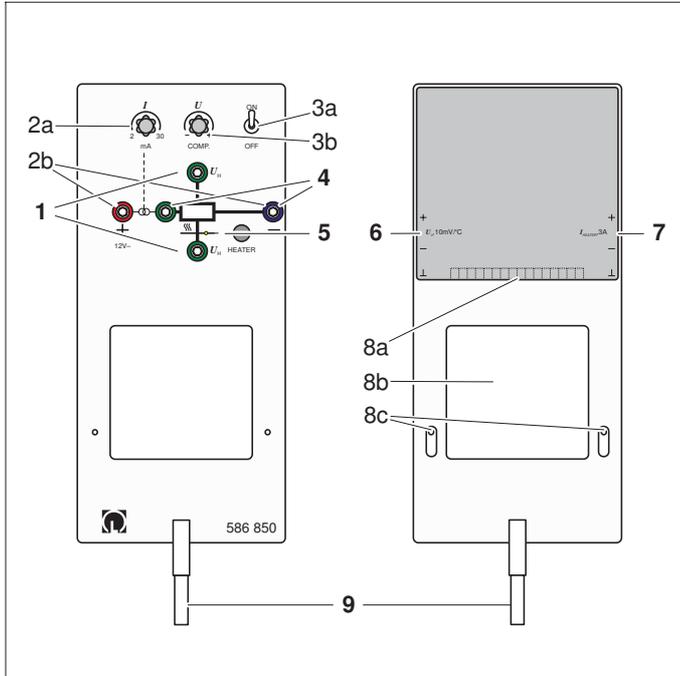
Educación y capacitación técnica

Comercialización de productos



LEYBOLD DIDACTIC GmbH

04/99-V5-Pr-



Instrucciones de servicio 586 850

Aparato básico para el efecto Hall (586 850)

- 1 Salida para la tensión de Hall**
- 2 Fuente de corriente**
Ajustador de la corriente transversal (2a), entrada para la tensión de alimentación (2b)
- 3 Compensación**
Interruptor de encendido y apagado (3a), ajustador para la compensación (3b)
- 4 Salida para la caída de tensión en el cristal de Ge**
- 5 Pulsador para la calefacción, con LED**
- 6 Salida para la medición de temperatura**
- 7 Entrada de corriente para la calefacción y electrónica**
- 8 Recepción de la placa conductora**
Hembrilla múltiple (8a), ventana (8b), taladros (8c)
- 9 Mango, con tope**

1 Descripción

El aparato básico para el efecto Hall sirve para estudiar el efecto Hall y la conductividad eléctrica en función de la temperatura, en cristales de Ge montados sobre una placa conductora (586 851-853). Este aparato tiene incorporado una fuente de corriente ajustable suministradora de la corriente transversal I que pasa por el cristal de Ge. Se mide la tensión de Hall U_H y la caída de tensión U en el cristal de Ge.

Para el experimento del efecto Hall el aparato debe ser montado entre las zapatas polares del transformador desmontable (562 11 y sig.). Con la sonda B tangencial (516 60) se puede medir el campo magnético directamente en las cercanías del cristal. Mediante una compensación electrónica

es posible ajustar el cero de la tensión de Hall, a temperatura ambiente y con una corriente transversal dada.

Para el calentamiento del cristal, los meandros de calentamiento en las placas conductoras son alimentados con corriente suministrada por el aparato básico para el efecto Hall. Al mismo tiempo se genera una tensión de salida U_B que es proporcional a la temperatura del cristal ϑ . La desconexión automática de la calefacción a 165 °C tiene la finalidad de proteger a los cristales de Ge que son muy sensibles.

Instrucciones de seguridad Protección frente a descargas electrostáticas (ESD):

Las descargas de electricidad estática puede menoscabar e incluso dañar a la sensible electrónica del aparato básico del efecto Hall.

- Seleccione un ambiente de trabajo en donde no pueda presentarse el cargado electrostático desde el usuario y/o material, (evitar pisos alfombrados o similares, procurar que haya compensación de potencial y el experimentador debe tener una conexión a tierra).

En montajes grandes y con líneas de conexión largas que puedan actuar como antenas por la presencia de campos electromagnéticos intensos, se pueden producir efectos distorsionadores sobre la sensible electrónica del aparato básico y hacer que éste no funcione eficientemente (por ej. la tensión de Hall no es la correcta).

- Procure que líneas de conexión sean lo más cortas posibles.
- Dentro del ambiente de experimentación o de sus alrededores desconecte todo tipo de generadores de alta frecuencia que no son parte del montaje experimental (por ej. celulares).

2 Datos técnicos

Recepción de las placas conductoras:

Conexión: Hembrilla múltiple

Salidas:

Tensión de Hall: 2 hembrillas de seguridad, 4 mm

Caída de tensión a través del cristal de Ge 2 hembrillas de seguridad, 4 mm

Fuente de corriente ajustable y compensación UH:

alimentación eléctrica 12 V-, 50 mA, c.c.

Conexión para la alimentación: 2 hembrillas de seguridad, 4 mm

Rango de corriente: 2 mA hasta aprox. 32 mA

Tensión de compensación: aprox. ± 35 mV (para $I = 32$ mA)

Calefacción y medición de temperatura:

Alimentación eléctrica 15 V-, 3 A con regulación de corriente o 12 V-, 3 A

Conexión para la alimentación: 2 hembrillas de seguridad, 4 mm

Salida para medición de temperatura: 2 hembrillas de seguridad, 4 mm

Calibración de temperatura: $\vartheta = 100^{\circ}\text{C} \cdot \frac{U}{V}$

Datos generales:

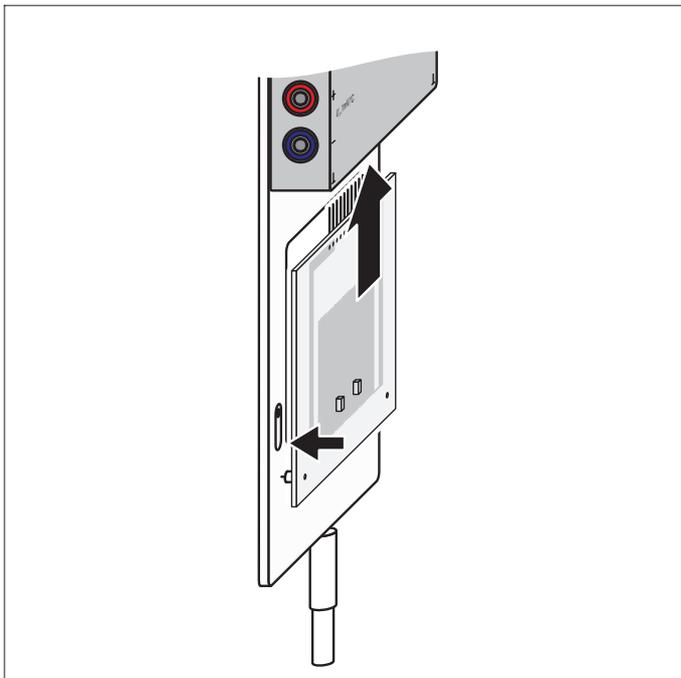
Dimensiones (sin mango): 275 mm \times 125 mm \times 50 mm

Mango: 50 mm \times 10 mm \varnothing

Peso: 0,8 kg

3 Uso

3.1 Montaje de las placas conductoras 586 851-3



Adicionalmente se requiere:

1 Ge no dopado en placa conductora 586 851

oder

1 Ge tipo p en placa conductora 586 852

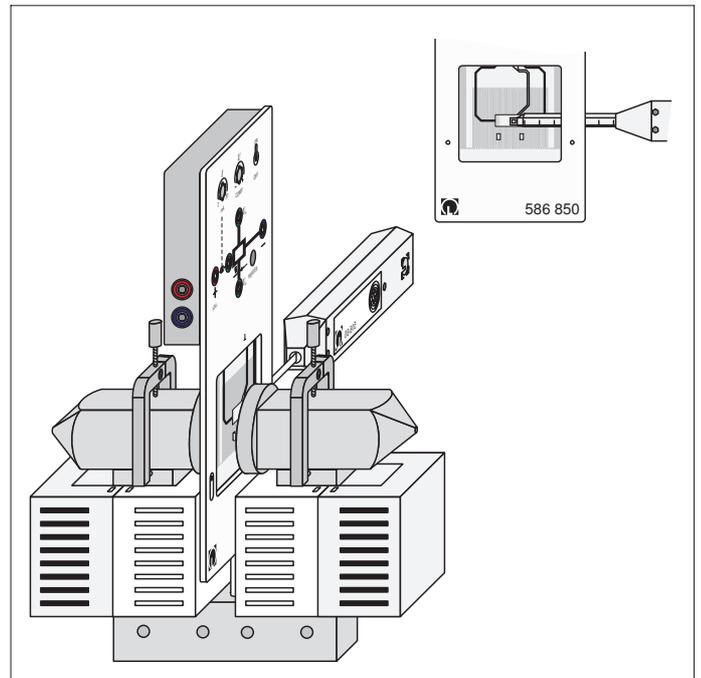
oder

1 Ge tipo n en placa conductora 586 853

– Gire la placa conductora con el lado del cristal hacia el lado frontal del aparato básico.

– Introduzca la placa conductora con conector múltiple en la hembrilla múltiple del aparato básico hasta que las clavijas de sujeción queden enclavadas en los taladros.

3.2 Disposición en un campo magnético homogéneo



Adicionalmente se requiere:

1 núcleo en U con yugo 562 11

1 par de zapatas polares con agujeros 560 31

2 bobinas de 250 espiras 562 13

– Coloque el aparato básico con mango hasta el tope en el taladro del núcleo en U y tenga en cuenta que éste tenga un asiento paralelo con respecto al núcleo en U.

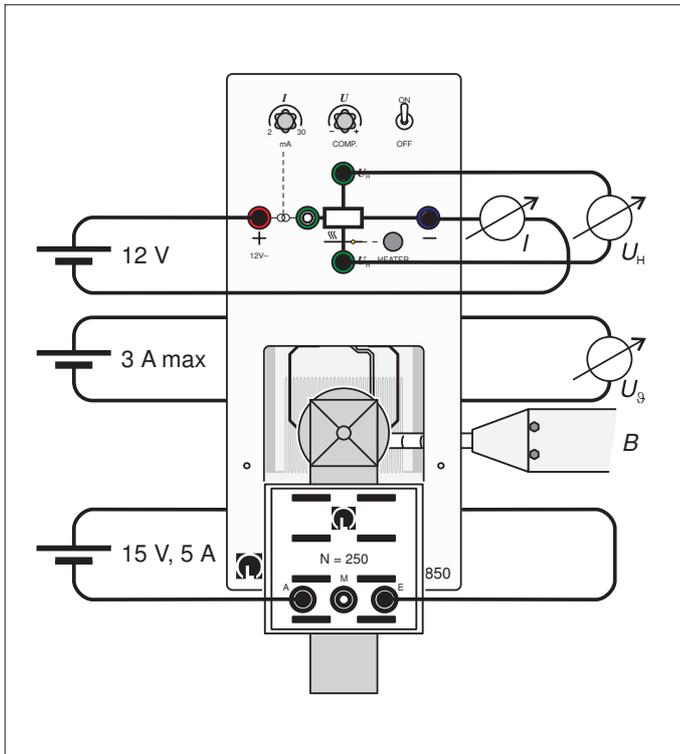
– Monte las zapatas polares con la zapata polar adicional e introduzca ésta última hasta el espaciador de la placa conductora (observe que la placa conductora no se esté doblando).

Para la medición del campo magnético se recomienda:

1 sonda B tangencial 516 60

4 Realización del ensayo

4.1 Medición de la tensión de Hall en función de la densidad de flujo magnético, de la temperatura o de la corriente transversal (sólo para el cristal de Ge tipo p o tipo n)



Adicionalmente se requiere:

1 Ge tipo p en placa conductora 586 852

ó

1 Ge tipo n en placa conductora 586 853

a) Alimentación de corriente de las bobinas:

1 fuente de alimentación 521 50

eventualmente 1 amperímetro, $I \leq 5$ A para la medición de la corriente de las bobinas

b) Alimentación para la calefacción y la electrónica:

1 fuente de alimentación de 15V-, 3A con regulación de corriente por ej. 521 50

ó

1 fuente de alimentación de 12 V-, 3A

eventualmente 1 amperímetro, $I \leq 3$ A

c) Alimentación de la fuente de corriente regulable:

1 fuente de alimentación de 12 V-, 50 mA por ej. 521 54

eventualmente 1 amperímetro, $I \leq 50$ mA para la medición de la corriente que pasa por el cristal de Ge

d) Salida para la medición de temperatura:

1 voltímetro, $U \leq 1,65$ V

e) Medición de la tensión de Hall:

1 voltímetro, $U \leq 100$ mV

f) Medición del campo magnético

1 sonda B tangencial 516 60

1 unidad B 524 038

ó

1 teslámetro 516 62

Ejemplos de ensayos:

Elija la corriente transversal máxima I (véase las instrucciones de servicio del cristal de Ge), encienda la compensación y con el ajustador realice la compensación del cero para la tensión de Hall.

a) Variación de la corriente transversal I :

– Elija la densidad de flujo magnético B o la corriente deseada mediante las bobinas magnéticas, varíe la corriente transversal I y mida la tensión de Hall U_H respectiva.

b) Variación de la densidad de flujo magnético B :

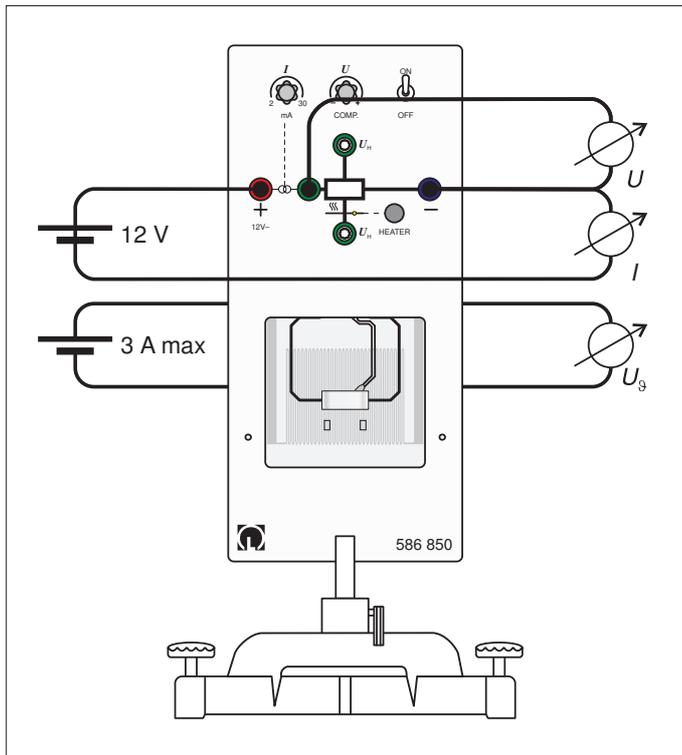
– Varíe la densidad de flujo magnético B y la corriente a través de las bobinas magnéticas y mida la tensión de Hall respectiva U_H .

c) Variación de la temperatura ϑ :

– Elija la densidad de flujo magnético B y la corriente que pasa por las bobinas magnéticas.

– Accione el pulsador HEATER y registre la tensión de Hall U_H en función de la tensión U_B en la salida para medición de temperatura con CASSY o un registrador XY.

4.2 Medición de la conductividad en función de la temperatura



Adicionalmente se requiere:

1 cristal de Ge no dopado 586 351

ó

1 Ge tipo p en placa conductora 586 852

ó

1 Ge tipo n en placa conductora 586 853

a) Alimentación de la calefacción y de la electrónica:

1 fuente de alimentación de 15V-, 3A con regulación de corriente por ej. 521 50

ó

1 fuente de alimentación de 12 V-, 3A
eventualmente 1 amperímetro, $I \leq 3$ A

b) Alimentación de la fuente de corriente regulable:

1 fuente de alimentación de 12 V-, 50 mA por ej. 521 54
eventualmente 1 amperímetro, $I \leq 50$ mA para la corriente transversal que pasa por el cristal de Ge

c) Salida de medición de temperatura:

1 voltímetro, $U \leq 1,65$ V

d) Medición de la caída de tensión en el cristal de Ge:

1 voltímetro, $U \leq 3$ V

Ejemplos de ensayos:

a) Variación de la corriente transversal I :

– Varíe la corriente transversal I (véase las instrucciones de servicio del cristal de Ge) y mida la caída de tensión U .

c) Variación de temperatura ϑ :

– Elija la corriente transversal I (véase las instrucciones de servicio del cristal de Ge), accione el pulsador Heater y registre la caída de tensión U en función de la tensión U_ϑ a la salida de medición de temperatura con CASSY o un registrador XY.

Observación del efecto Zeeman normal en configuración transversal y longitudinal

Espectroscopía con un etalón de Fabry-Perot

Objetivos del experimento

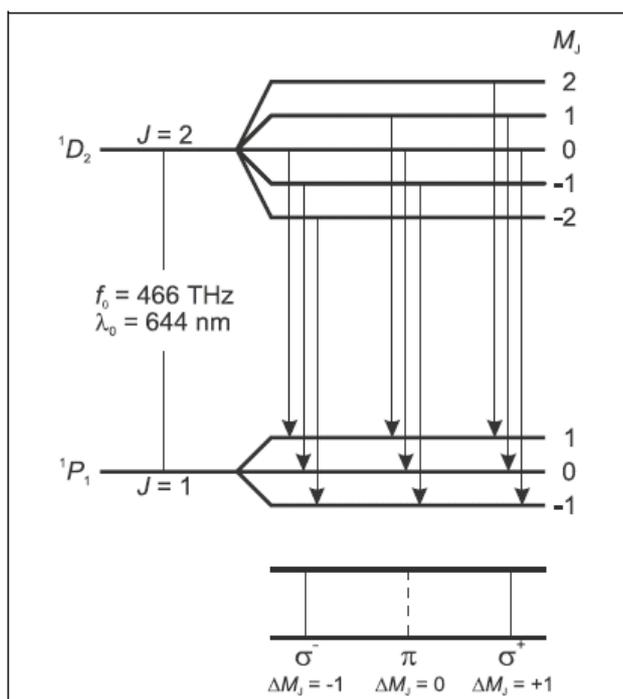
- Observación del triplete de líneas con el efecto Zeeman normal y transversal.
- Determinación del estado de polarización de los componentes del triplete.
- Observación del doblete de líneas con el efecto Zeeman normal y longitudinal.

Fundamentos

Efecto Zeeman normal:

Se denomina efecto Zeeman al desdoblamiento de los niveles de energía atómicos o bien de las líneas espectrales en presencia de un campo magnético externo. Este efecto fue predicho por H. A. Lorentz en 1895 en el marco de su teoría clásica de los electrones y confirmada experimentalmente un año después por P. Zeeman. Zeeman observó que perpendicularmente a un campo magnético, en lugar de una línea espectral, se encontraba un triplete de líneas, y que paralelo a dicho campo se encontraba un doblete de líneas. Más tarde fueron descubiertos

Fig. 1 Desdoblamiento de y transiciones en el efecto Zeeman normal para el cadmio



desdoblamientos más complicados de líneas espectrales, lo que recibió el nombre de efecto Zeeman anómalo. A fin de brindar una explicación, Goudsmit y Uhlenbeck enunciaron en 1925 la hipótesis del spin del electrón. Se dijo entonces que el efecto Zeeman anómalo era el que seguía la regla y que el efecto Zeeman normal constituía la excepción.

El efecto Zeeman normal aparece sólo en transiciones entre estados atómicos con spin total $S = 0$. El impulso angular total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ de un estado es, luego, un impulso angular orbital puro ($\mathbf{J} = \mathbf{L}$). Para el momento magnético relacionado se tiene sencillamente

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{J} \quad (I)$$

con

$$\mu_B = \frac{\hbar e}{-2m_e} \quad (II)$$

($m_B =$ magnetón de Bohr, $m_e =$ masa del electrón,

$e =$ carga elemental, $\hbar = h/2\pi$, $h =$ constante de Planck).

La energía

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (III)$$

que se debe a la presencia de un campo magnético externo de inducción \mathbf{B} , está ligada al momento magnético. La componente del impulso angular en la dirección del campo magnético puede adoptar los valores

$$J_z = M_J \cdot \hbar \text{ con } M_J = J, J-1, \dots, -J \quad (IV)$$

Es por eso que el término con el impulso angular \mathbf{J} se desdobla en $2J + 1$ componentes de Zeeman, que se diferencian entre sí en el valor de M_J . La diferencia energética entre las componentes contiguas M_J y M_{J+1} es

$$\Delta E = \mu_B \cdot B \quad (V)$$

Se puede observar el efecto Zeeman normal en, por ejemplo, la línea espectral roja del cadmio ($\lambda_0 = 643,8 \text{ nm}$, $f_0 = 465,7 \text{ THz}$). Esta línea corresponde a la transición 1D_2 ($J = 2, S = 0$) \rightarrow 1P_1 ($J = 1, S = 0$) de un electrón de la quinta capa (ver figura 1). En un campo magnético, el nivel 1D_2 se desdobla en cinco componentes Zeeman, y el nivel 1P_1 en tres, con la diferencia energética calculada con la ecuación (V).

Equipo

1 lámpara de cadmio para efecto Zeeman	451 12
1 núcleo en U con yugo	562 11
2 bobinas, 10 A, 480 vueltas	562 131
1 par de expansiones polares con orificio grande	560 315
1 etalón de Fabry-Perot	471 221
2 lentes focales cóncavas en montura, 150 mm	460 08
1 disco de cuarto de longitud de onda	472 601
1 filtro de polarización	472 401
1 soporte con muelles	460 22
1 juego de filtros cromáticos, primarios o bien	467 95
1 apoyo para filtro de interferencia	468 41
1 filtro de interferencia 644 nm	468 400
1 ocular con regla graduada	60 135
1 banco de óptica con perfil normal, 1 m ...	460 32
1 jinetillo con rosca	460 358
7 jinetillos ópticos 60/50	460 351
1 bobina de reactancia universal para 451 12	451 30
1 fuente de alimentación de alta corriente .	521 55
cables con conductor de sección 2,5 mm ²	

Las transiciones ópticas entre estos niveles son solamente posibles en forma de radiación por dipolos eléctricos. Aquí tienen validez las siguientes reglas de selección para los números cuánticos M_J de los estados relacionados:

$$\Delta M_J \begin{cases} = \pm 1 & \text{Para componentes } \sigma \\ = 0 & \text{Para componentes } \pi \end{cases} \quad (VI)$$

Se observan en total tres líneas espectrales (ver figura 1), de las cuales la componente π no sufre corrimiento, mientras que ambas componentes σ

$$\Delta f = \pm \frac{\Delta E}{h} \quad (VII)$$

sufren un corrimiento frente a la frecuencia de salida. ΔE es aquí el desdoblamiento equidistante de energía calculado en (V).

Indicaciones para la seguridad

Los cables de conexión de la lámpara de cadmio están expuestos, al igual que las resistencias de los electrodos de encendido.

- Evitar todo contacto con las partes que conducen corriente.

Los objetos ferromagnéticos sueltos pueden ser atraídos por electroimanes de gran fuerza y dañar las ampollas de cuarzo de la lámpara de cadmio.

- Antes de dar corriente al imán controlar que los terminales polares estén bien atornillados.

- No manejar objetos ferromagnéticos cerca de la lámpara de cadmio mientras circule corriente por el imán.

La ampolla de cuarzo de la lámpara de cadmio se rompe al ser calentada, si se encuentra con rastros de grasa de las manos en su superficie.

- Por ese motivo, no tocar jamás la lámpara de cadmio directamente con las manos.

Distribución angular y polarización:

Según su componente del impulso angular ΔM_J en la dirección del campo magnético, los fotones emitidos presentan distintas distribuciones angulares. La figura 2 muestra las distribuciones angulares como diagramas polares bidimensionales. Pueden ser observadas de manera experimental, ya que el campo magnético describe un eje común a todos los átomos de cadmio.

El caso $\Delta M_J = 0$ corresponde, en la representación clásica, al dipolo de Hertz, que oscila paralelo al campo magnético. En la dirección del campo magnético no se emiten quanta, o sea, paralelamente al campo magnético no se puede observar la componente π . La luz emitida perpendicularmente al campo magnético está polarizada linealmente, mientras que el vector E oscila en la dirección del dipolo, esto es, paralelo al campo magnético (ver figura 3).

Por el contrario, en el caso $\Delta M_J = \pm 1$, la mayoría de los quanta se dirigen en la dirección del campo magnético. En la representación clásica, este caso corresponde a dos dipolos perpendiculares entre sí que oscilan con una diferencia de fase de 90° . La superposición de ambos dipolos no produce ninguna corriente circular. Por ese motivo, en la dirección del campo magnético se emite luz polarizada circularmente: para $m = 1$, circular a la derecha, y para $m = -1$, circular a la izquierda (ver figura 3).

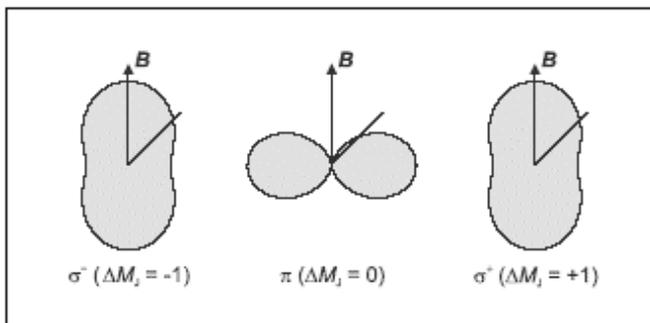


Fig. 2 Distribución angular de la radiación eléctrica del dipolo (ΔM_J : dirección del impulso angular de los fotones emitidos en dirección del campo magnético)

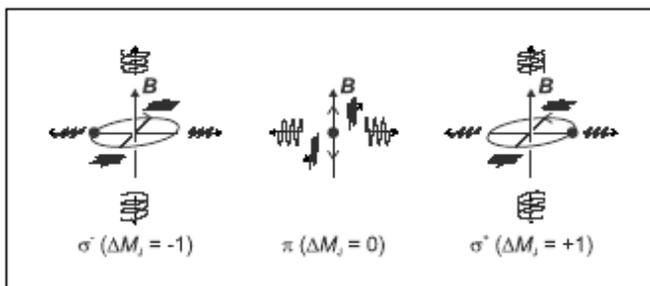


Fig. 3 Distribución angular de la radiación eléctrica del dipolo (ΔM_J : dirección del impulso angular de los fotones emitidos en dirección del campo magnético)

Espectroscopía de las componentes de Zeeman

El efecto Zeeman posibilita la separación espectroscópica de las componentes polarizadas de manera diferente. Para comprobar el corrimiento se necesita, de todas maneras, un aparato espectral de gran resolución, ya que ambas componentes σ de la línea roja de cadmio son corridas, por ejemplo para una inducción magnética $B = 1$ T, tan sólo en $\Delta f = 14$ GHz, o sea, en $\Delta \lambda = 0,02$ nm.

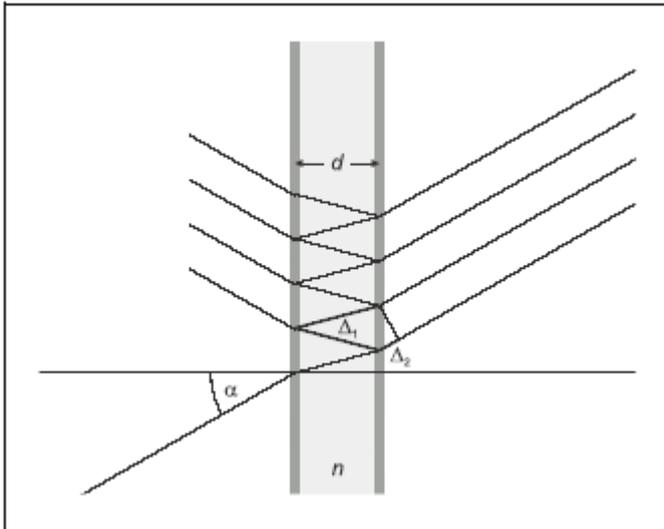


Fig. 4 Etalón de Fabry-Perot como espectrómetro de interferencia. Se observa la marcha del haz para un ángulo $\alpha > 0$ respecto del eje óptico. La diferencia óptica de camino entre dos haces que salen uno al lado del otro es de $\Delta = n \cdot \Delta_1 - \Delta_2$.

$$\Delta = 2d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_k} = k \cdot \lambda \quad \text{(VIII)}$$

(Δ = diferencia óptica de camino, d = espesor del etalón, n = índice de refracción del vidrio, k = orden de interferencia).

Una variación en la longitud de onda de $\delta\lambda$ se hace observable como una variación de la abertura angular de un anillo de $\delta\alpha$. Según la distancia focal de la lente, una abertura angular de α corresponde a un radio r , y la variación de abertura angular $\delta\alpha$ corresponde a una variación del radio de δr . Si una línea espectral posee varias componentes a distancia $\delta\lambda$, entonces cada anillo de interferencia se desdobra en tantas componentes a distancia radial δr como corresponda. Luego, se reconoce un doblete de líneas espectrales en una estructura de doblete, y un triplete de líneas espectrales en la estructura de triplete de los anillos de interferencia.

En el experimento se utiliza un etalón de Fabry-Perot. Se trata de un disco de vidrio de un alto planoparalelismo, espejado en ambas caras. La luz levemente divergente entra en el etalón, normal al eje óptico, y es reflejada varias veces hacia uno y otro lado mientras que una parte sale en cada reflejo (ver figura 4). Debido al espejado, la parte que sale en cada reflexión es pequeña, lo cual permite que muchos haces que salen interfieran unos con otros. Los haces salientes son enfocados detrás del etalón mediante una lente hacia el plano focal de ésta. Con un ocular puede observarse allí, para una longitud de onda λ , un sistema de anillos concéntricos. La abertura angular de un anillo es idéntica al ángulo de salida α de los haces parciales del etalón de Fabry-Perot.

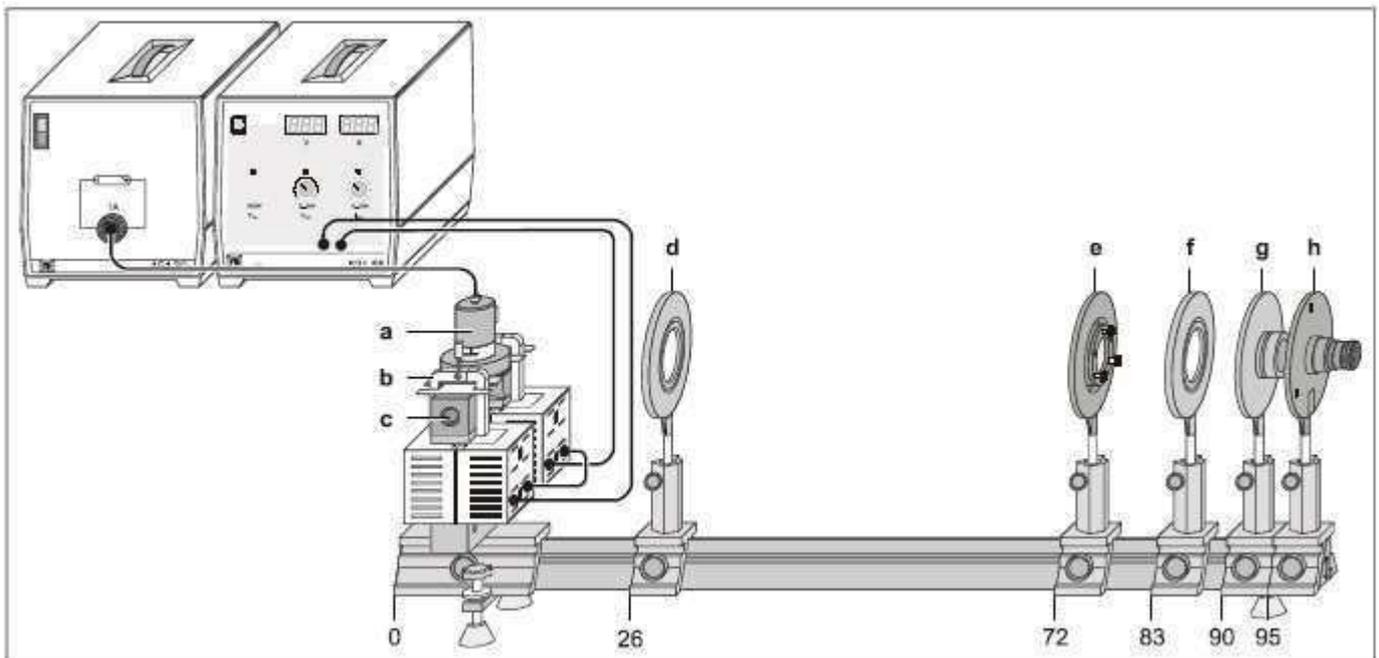
Los haces que salen con un ángulo α_k interfieren entre sí de manera constructiva, si dos haces vecinos cumplen la condición de interferencia para "curvas de igual pendiente" (ver figura 4):

Montaje

La figura 5 muestra el montaje completo del experimento en configuración transversal.

Fig. 5 Montaje del experimento para el efecto Zeeman en configuración transversal, con posiciones indicadas en cm para el borde izquierdo del jinetillo óptico.

- a lámpara de cadmio con portalámparas
- b grapas
- c terminales polares
- d lente convergente, $f = 150$ mm (lente condensadora)
- e etalón de Fabry-Perot
- f lente convergente, $f = 150$ mm (lente de imagen)
- g filtro cromático (rojo) con soporte
- h ocular con regla graduada



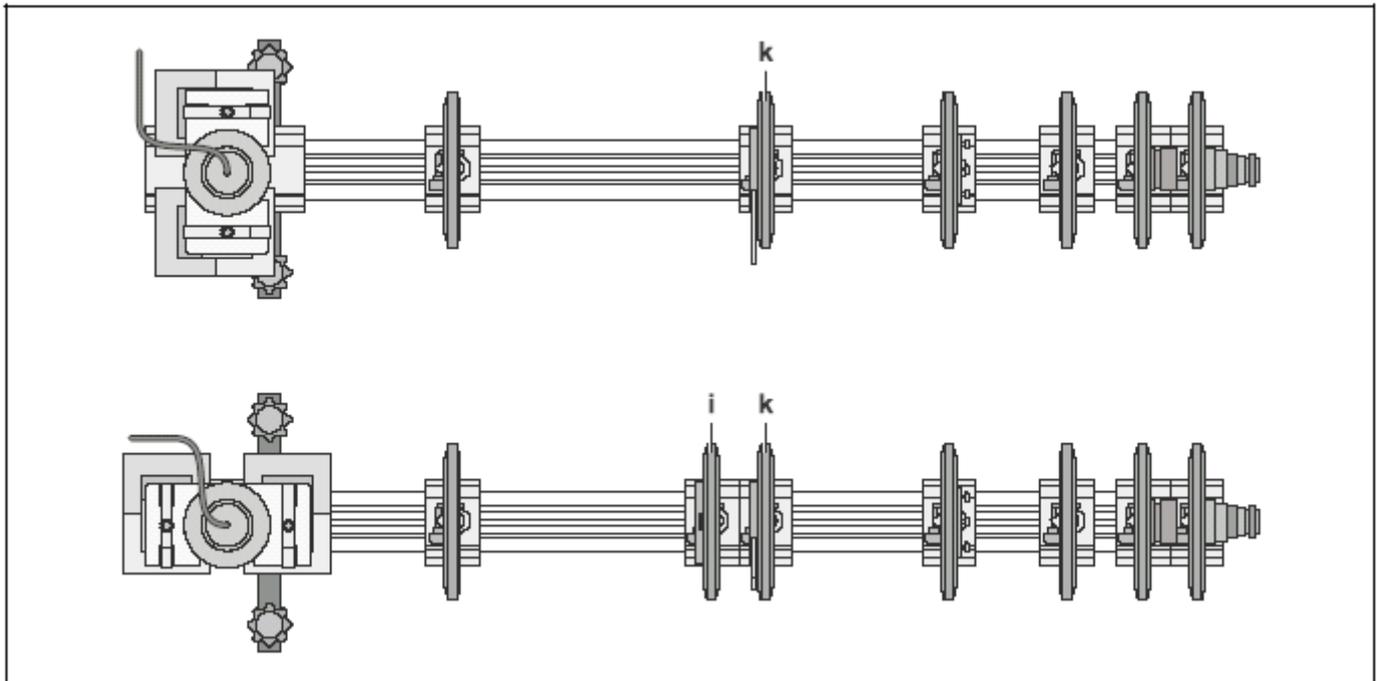


Fig. 6 Montaje en configuración transversal (arriba) y en configuración longitudinal (abajo), visto desde arriba
 i disco de cuarzo de longitud de onda
 k filtro de polarización

Montaje mecánico y óptico:

- Atornillar la varilla roscada en el jinetillo con rosca.
- Colocar en el jinetillo el núcleo en U a través de la varilla roscada para que éste gire libremente, y colocar las bobinas.
- Mediante las grapas montar los terminales polares y el portalámparas de la lámpara de cadmio de manera que entre los terminales polares exista una distancia de aproximadamente 10 mm y la abertura del portalámparas mire hacia adentro; no ajustar aún los tornillos de las grapas.
- Deslizar con cuidado la lámpara de cadmio entre los terminales polares.
- La lámpara de cadmio debe encontrarse exactamente en la mitad de los terminales polares, la zona de fundición de la ampolla de vidrio debe mirar hacia atrás, y los cables lo más lejos posible del paso de los haces.
- Acercar entre sí con cuidado los terminales polares para trabajar después con un campo magnético mayor.
- Fijar con los tornillos de la grapa los terminales polares y el portalámparas.
- Montar los componentes ópticos según muestra la figura 5.

Conexión eléctrica:

- Conectar la lámpara de cadmio a la bobina universal de reactancia. Tras el encendido, esperar 5 minutos hasta lograr una emisión de luz suficientemente fuerte.
- Conectar en serie las bobinas del electroimán y enchufar a la fuente de alta corriente.

Ajuste del iluminador:

Indicación: El montaje tiene un ajuste óptimo cuando el patrón de interferencia es claro y contrastante, y el centro del sistema de anillos yace sobre la regla graduada. No ubicar aún el filtro de polarización ni el disco de cuarzo de longitud de onda a fin de que la imagen observada sea lo más clara posible.

- Enfocar nítidamente el ocular sobre la regla graduada.
- Deslizar la lente de la imagen hasta que pueda observarse una imagen nítida del sistema de anillos.
- Deslizar la lente condensadora hasta que la imagen observada esté iluminada lo más parejo posible.
- Volcando levemente el etalón de Fabry-Perot con el tornillo de posición, correr el centro del sistema de anillos a la mitad de la regla graduada.

En caso de que el margen de corrección no sea suficiente:

- Girar el etalón de Fabry-Perot con todo el zócalo, o bien, adaptar entre sí la altura de la lente de imagen y el ocular.

Realización**a) Observación en configuración transversal:**

- Primero observar el patrón de anillos de interferencia sin campo magnético ($I = 0 \text{ A}$).
- Aumentar la corriente por el imán a aproximadamente $I = 3 \text{ A}$, hasta que los anillos desdoblados estén claramente separados unos de otros.

Para diferenciar entre las componentes π y σ :

- Ubicar el filtro polarizador en el paso de los haces (ver figura 6) y girar 90° hasta que desaparezcan sendas componentes externas de la estructura de triplete.
- Girar el filtro de polarización a 0° hasta que la componente del medio (no desplazada) desaparezca.

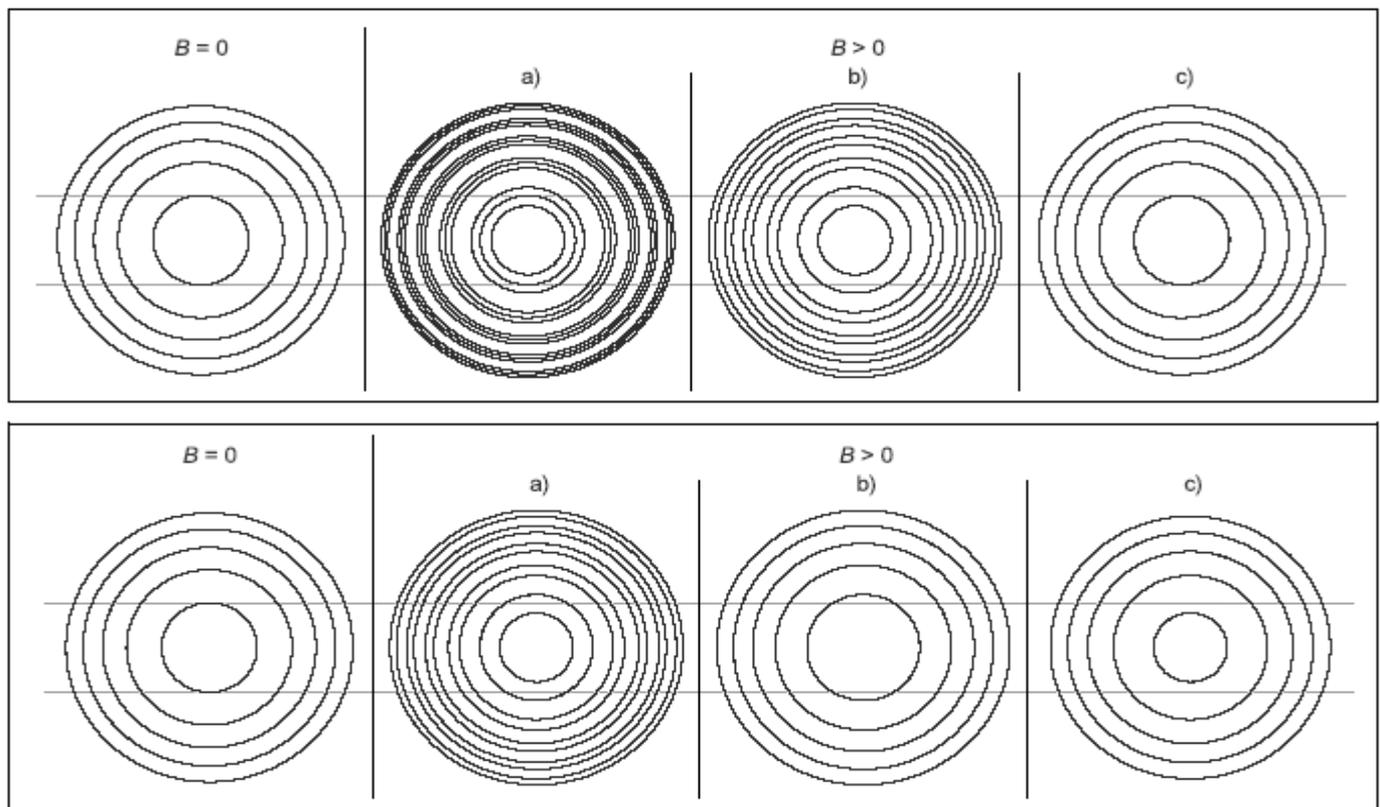
b) Observación en configuración longitudinal:

- Girar 90° todo el montaje de la lámpara de cadmio con los terminales polares sobre el jinetillo con rosca.
- Primero observar el patrón de anillos de interferencia sin campo magnético ($I = 0 \text{ A}$).
- Aumentar la corriente por el imán a aproximadamente $I = 3 \text{ A}$, hasta que los anillos desdoblados estén claramente separados unos de otros.

Para diferenciar entre las componentes σ^+ y σ^- :

- Además, interponer en la marcha del haz un disco de cuarto de longitud de onda, entre la lámpara de cadmio y el filtro de polarización (ver Fig. 6), y, girándolo, llevarlo a 0° .
- Girar el filtro de polarización y llevarlo a $+45^\circ$ y -45° hasta que en cada caso desaparezca una de las dos componentes del doblete.

Fig. 7 (Arriba) Patrón de interferencia en el efecto Zeeman, configuración transversal
 a) sin filtro de polarización
 b) dirección de polarización perpendicular al campo magnético
 c) dirección de polarización paralela al campo magnético

**Ejemplo de medición y análisis**

a) Observación en configuración transversal: Ver figura 7.

b) Observación en configuración longitudinal: Ver figura 8.

Información adicional

La suma de la intensidad de todas las componentes de Zeeman es igual en todas las direcciones espaciales. Por lo demás, para una observación transversal, la intensidad de la componente π corresponde a la intensidad total de las componentes σ .

Fig. 8 (Abajo) Patrón de interferencia en el efecto Zeeman, configuración longitudinal

a) sin disco de cuarto de longitud de onda ni filtro de polarización
 b), c) con disco de cuarto de longitud de onda y filtro de polarización para comprobar la polarización circular

Medición de las líneas espectrales de gases nobles y vapores metálicos con un espectrómetro de red de difracción

Objetivos del experimento

- Ajuste del espectrómetro de rejilla
- Medición de un espectro de líneas
- Identificación de la fuente de luz medida
- Determinación de la distancia de sendas líneas D amarillas del sodio.

Fundamentos

Los metales nobles y los vapores metálicos excitados para generar luz emiten líneas espectrales, o sea, una determinada cantidad de longitudes de onda que son características del elemento en cuestión. La medición exacta de las longitudes de onda permite realizar aseveraciones sobre las fuentes de luz.

Con una rejilla de difracción es posible separar las líneas espectrales. En dicha rejilla la luz sufre difracción, los haces de una longitud de onda se superponen y producen claros máximos de intensidad. La luz de onda larga es difractada más fuertemente que la de onda corta.

La luz entra en el espectrómetro de red de forma divergente a través de su rendija vertical S, de altura y ancho variables, e incide en el objetivo O_1 , que se encuentra en la distancia focal de la rendija (ver figura 1). La rendija y el objetivo juntos forman un colimador. Detrás del objetivo, la luz llega como un conjunto de haces paralelos hasta la red G, esto es, todos los haces inciden con el mismo ángulo en la red. La luz es difractada por la red de forma que cada longitud de onda es desviada de manera distinta.

Finalmente, mediante un segundo objetivo O_2 , todos los haces paralelos de una longitud de onda confluyen en una imagen de la rendija S sobre el plano focal del objetivo. En el plano focal surge un espectro tan puro que puede ser observado con el ocular O' . El objetivo O_2 y el ocular O' forman juntos un telescopio astronómico enfocado al infinito.

A fin de medir el ángulo de desviación, el telescopio es solidario a un brazo giratorio. Girando el telescopio se enfoca hacia las distintas líneas espectrales un retículo, que se encuentra en el plano focal del ocular. Para medir los ángulos γ , de este modo, la posición relativa de cada línea, se registra sobre un goniómetro la posición del telescopio sobre un semidisco con una escala dividida en intervalos de $0,5^\circ$. Mediante un nonio puede leerse la posición con precisión de un minuto.

La difracción está en relación lineal con la longitud de onda ($\sin \alpha \sim \lambda$ del espectro normal). Para que las longitudes de onda de una fuente de luz desconocida puedan asociarse a las desviaciones que provoca la red, el aparato, a diferencia del espectrómetro de prisma (espectro de dispersión), no debe ser calibrado. Contando con las desviaciones de cada línea espectral de una fuente de luz desconocida pueden calcularse las longitudes de onda correspondientes. En base a ellas puede luego determinarse, por comparación con valores de tabla adecuados, la fuente de luz.

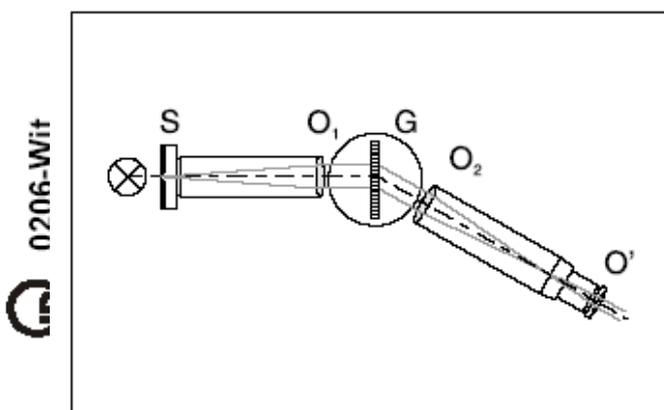


Fig. 1 Marcha del haz en un espectrómetro de rejilla

Equipo

1 espectrómetro y goniómetro	467 23
1 copia de red de difracción de Rowland aproximadamente 5700 rayas/cm	471 23
1 lámpara espectral de He; casquillo de patillas	451 031
1 lámpara espectral de He; casquillo de patillas	451 111
1 chasis para lámpara espectral con zócalo con bornes	451 16
1 bobina de reactancia universal, en chasis 230 V, 50 Hz	451 30
1 transformador 6 V~, 12 V~/30VA	562 73
1 base de soporte pequeña en forma de V	300 02

además:

1 lámpara espectral de Ne; zócalo de bornes	51 011
1 lámpara espectral de Cd; zócalo de bornes	451 041
1 lámpara espectral de Hg/Cd; zócalo de bornes	451 071
1 lámpara espectral Ti; zócalo de bornes	451 081

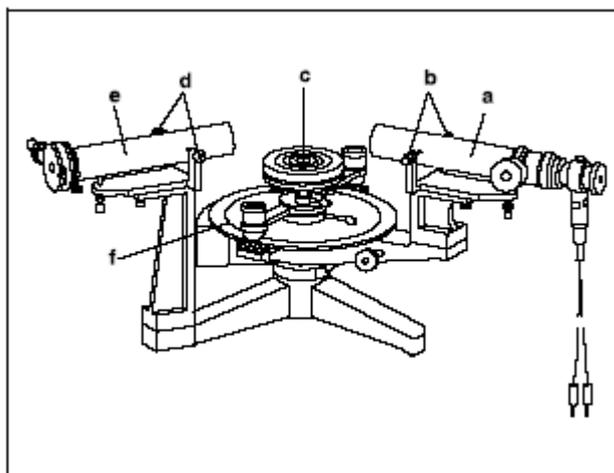


Fig. 2 Espectrómetro

- a telescopio
- b tornillos de ajuste para desplazamiento lateral del colimador
- c mesa de prisma
- d tornillos de ajuste para desplazamiento lateral del telescopio
- e colimador
- f base de montaje del espectrómetro

Ajuste del espectrómetro

Para poder realizar mediciones precisas, el espectrómetro debe ser ajustado con cuidado.

La rendija y la retícula deben hallarse en el plano focal de los objetivos correspondientes (marcha telescópica del haz).

La rendija y la retícula deben correr paralelas al eje de rotación del telescopio.

Oscurecer un poco el ambiente facilita algunos pasos del trabajo de ajuste así como la medición de las líneas espectrales.

Ajuste previo:

La inclinación de la mesa de prisma puede modificarse sólo dentro de ciertos límites. A fin de contar con más espacio para realizar el ajuste fino, esta mesa debe disponerse lo más horizontalmente posible (para controlar esto puede usarse sencillamente la vista).

- Emplazar horizontalmente el telescopio (a), la mesa de prisma (c) y el colimador (e). Bastará hacerlo a simple vista (ver figura 2).
- Centrar el telescopio y el colimador con los tornillos de ajuste del desplazamiento lateral (b), (d) y luego afirmar. No aflojar demasiado estos tornillos, ya que sirven para afirmar la posición del telescopio y el colimador.

Indicaciones para la seguridad

- No superar la máxima tensión permitida para la lámpara del iluminador ($U_{\max} = 8V$).

Las lámparas espectrales y el chasis aumentan su temperatura al estar en funcionamiento.

- Antes de intercambiar las lámparas, entonces, dejarlas enfriar.

Enfoque del telescopio al infinito:

Indicación: Si bien las personas con ametropía pueden observar con nitidez objetos lejanos con el telescopio, para que esto ocurra, el telescopio no debe encontrarse enfocado exactamente al infinito. No obstante eso, pueden hacerse mediciones precisas si una misma persona ajusta el colimador junto con el telescopio enfocado de esa manera. Para que otras personas puedan observar los espectros, el ocular a4 debe ser deslizado, a fin de lograr nitidez.

- Quitar el ocular (a4), asegurar el iluminador (a3) al telescopio y volver a ubicar el ocular con la abertura para el iluminador (a5) mirando hacia abajo (ver figura 3).
- Enfocar el retículo con nitidez deslizando el ocular (a4) dentro del tubo del ocular y, eventualmente, centrarlo, procurando siempre que la abertura para el iluminador (a5) siga mirando hacia abajo.
- Con el tornillo de enfoque para nitidez (a1) enfocar hacia un objeto lejano (> 500 m) el telescopio, que se encuentra en posición horizontal.

Dado que la imagen del objeto observado debe, si está correctamente enfocado, encontrarse en el plano focal, en la medida de lo posible no debe existir paralaje entre dicho objeto y el retículo.

Ajuste del iluminador:

- Apuntar el telescopio hacia el colimador (rendija levemente abierta).
- Conectar el iluminador (a3) a una tensión $U = 6 V$.
- Con el tornillo de seguridad (a2) fijar el iluminador al telescopio de tal forma que la cara interior de la rendija esté bien iluminada sin que se haya producido ningún corrimiento del ocular.

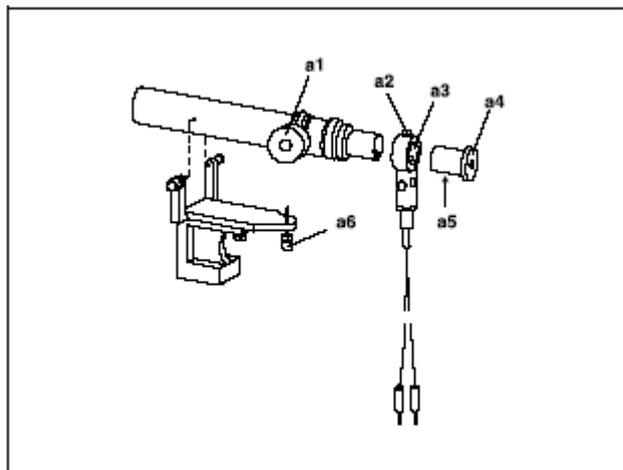


Fig. 3 Telescopio con iluminador

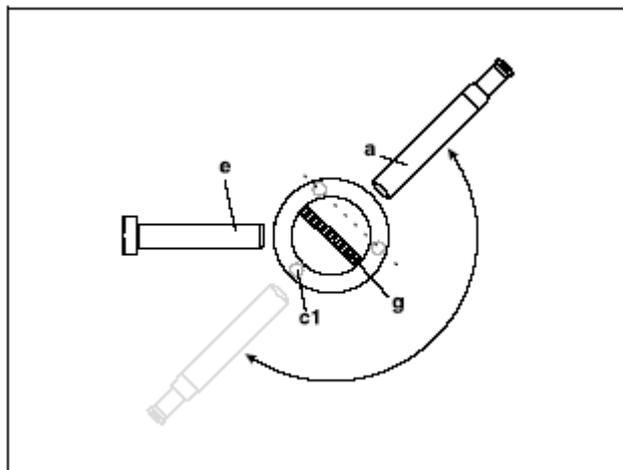
- a1** tornillo de enfoque para nitidez
- a2** tornillo de seguridad para el iluminador
- a3** iluminador
- a4** ocular
- a5** abertura para iluminador (tapada)
- a6** tornillo de ajuste de altura del telescopio

Ajuste del eje óptico del telescopio perpendicular al eje del espectrómetro y de la rejilla, paralela a él:

- Adherir firmemente la rejilla al soporte del disco plano de vidrio (**g**) y ubicarla a 45° del colimador (**e**) en el centro de la mesa de prisma, de manera que la línea de unión de dos tornillos de nivelación corra paralela a las caras laterales de la rejilla (ver figura 4).
- Disponer el telescopio (**a**) perpendicularmente a una cara lateral de la rejilla de manera que el retículo pueda reflejarse en la cara lateral.
- Superponer la parte horizontal del retículo y su imagen reflejada. Para ello, ajustar la mitad de la distancia con el tornillo de ajuste de altura del telescopio (**a6**) (ver figura 3) y la otra mitad con el tornillo de nivelación de la mesa de prisma (**c1**).

Fig. 4 Espectrómetro con rejilla

- a** telescopio
- c1** tornillo de nivelación para la mesa de prisma
- e** colimador
- g** rejilla sobre soporte



- Repetir los dos pasos siguientes tantas veces como sea necesario para que la parte horizontal del retículo en ambas caras de la rejilla y su reflejo queden superpuestos:

1) hacer girar el telescopio 180°, tal como muestra la figura 4, a fin de que el retículo se refleje en la otra cara lateral de la rejilla.

2) Controlar que retículo e imagen estén superpuestos. En caso de que esto no ocurra, ajustar, tal como se hizo antes, la mitad de la distancia con el tornillo de ajuste de altura del telescopio (**a6**) y la otra mitad con el tornillo de nivelación de la mesa de prisma (**c1**).

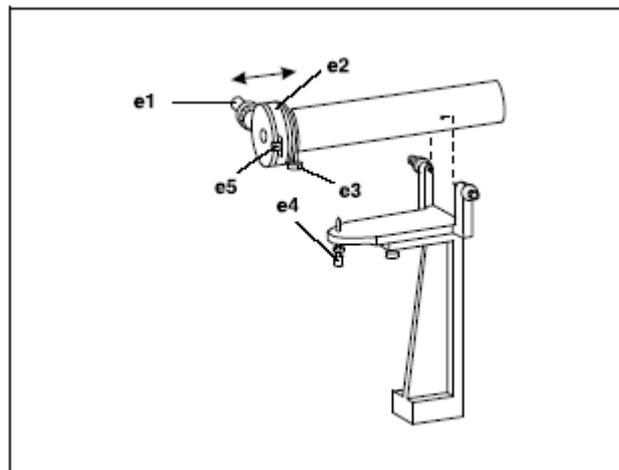
- Asegurar con una contratuerca el tornillo de ajuste de altura del telescopio (**a6**).
- Extraer de la mesa de prisma la rejilla con el soporte. Prestar atención a la disposición de la rejilla respecto de los tornillos de nivelación de la mesa de prisma, ya que sólo en esa posición corre paralela al eje de rotación del telescopio y deberá ser colocada nuevamente sobre dicha mesa para realizar el experimento.
- Apagar el iluminador.

Ajuste del colimador:

- Iluminar la rendija desde afuera, por ejemplo con luz de lámpara incandescente o de una lámpara espectral.
- Dirigir el telescopio al colimador y abrir un tanto la rendija con el tornillo micrométrico (**e1**).
- Con el pasador (**e5**) llevar la rendija a una altura adecuada, donde pueda ser observada.
- Con el tornillo de ajuste de altura del colimador (**e4**) alinear la rendija con el centro de la parte horizontal del retículo y luego fijar.
- Liberar el tornillo de seguridad para extracción de la rendija (**e3**) y deslizar el tubo de la rendija (**e2**) en dirección de la flecha (ver figura 5) de forma que pueda verse nítida su figura.
- Girar el tubo y dejar así la rendija en posición vertical a fin de que quede paralela a la parte vertical del retículo, y volver a ajustar el tornillo de seguridad para extracción de la rendija (**e3**).

Fig. 5 Colimador

- e1** tornillo micrométrico
- e2** tubo de rendija
- e3** tornillo de seguridad para el tubo de rendija
- e4** tornillo de ajuste de altura del colimador
- e5** control deslizante de la rendija



Montaje

- Fijar la lámpara espectral de He dentro de su caja, según muestra la figura 7, a la base de soporte, conectar a la bobina de reactancia universal y encender.
- Iluminar la rendija con la lámpara espectral de He. Procurar aquí que la lámpara se encuentre en el eje óptico del colimador.
- Posicionar la rejilla sobre la mesa de prisma y disponer el telescopio de tal forma que la luz que atraviesa la rendija pueda iluminar por completo la rejilla (observado desde arriba, ver figura 1) y el observador pueda mirar el espectro con el telescopio.
- Para poder realizar más tarde mediciones precisas, ubicar la rejilla sobre el eje de rotación del telescopio y vertical al eje óptico del colimador (mitad de la mesa de prisma).

La resolución crece a medida que decrece el ancho de la rendija, al mismo tiempo que la intensidad luminica del espectro se hace menor.

- Con el tornillo micrométrico (**e1**) llevar el ancho de la rendija a un valor adecuado.

Realización

Indicación: El espectrómetro trae dos nonios enfrentados entre sí. Para disminuir los errores de lectura y, eventualmente, compensar la excentricidad de la división del círculo contra el eje de rotación, hallar un valor medio de ambas lecturas.

a) Medición del espectro de líneas del He:

- Accionar el tornillo de seguridad del telescopio (**f4**) y enfocar la parte vertical del retículo mediante el ajuste fino de la rotación del telescopio (**f3**), sucesivamente, hacia cada línea espectral del mismo orden de difracción a ambos lados del máximo principal. Con ayuda de las lupas de lectura (**f6**) y de ambos nonios (**f5**), leer las correspondientes posiciones del telescopio sobre el disco graduado, y anotarlas.

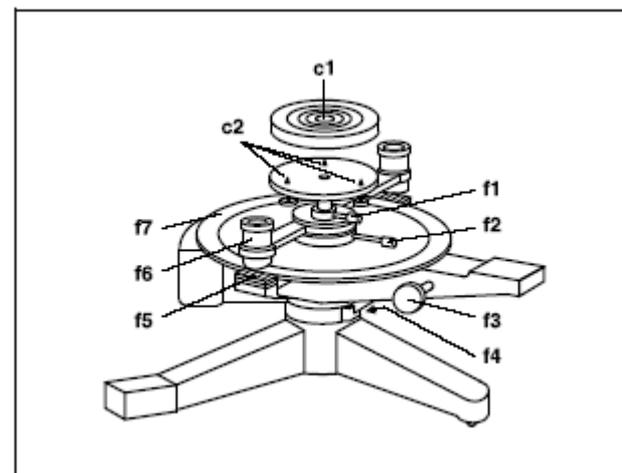


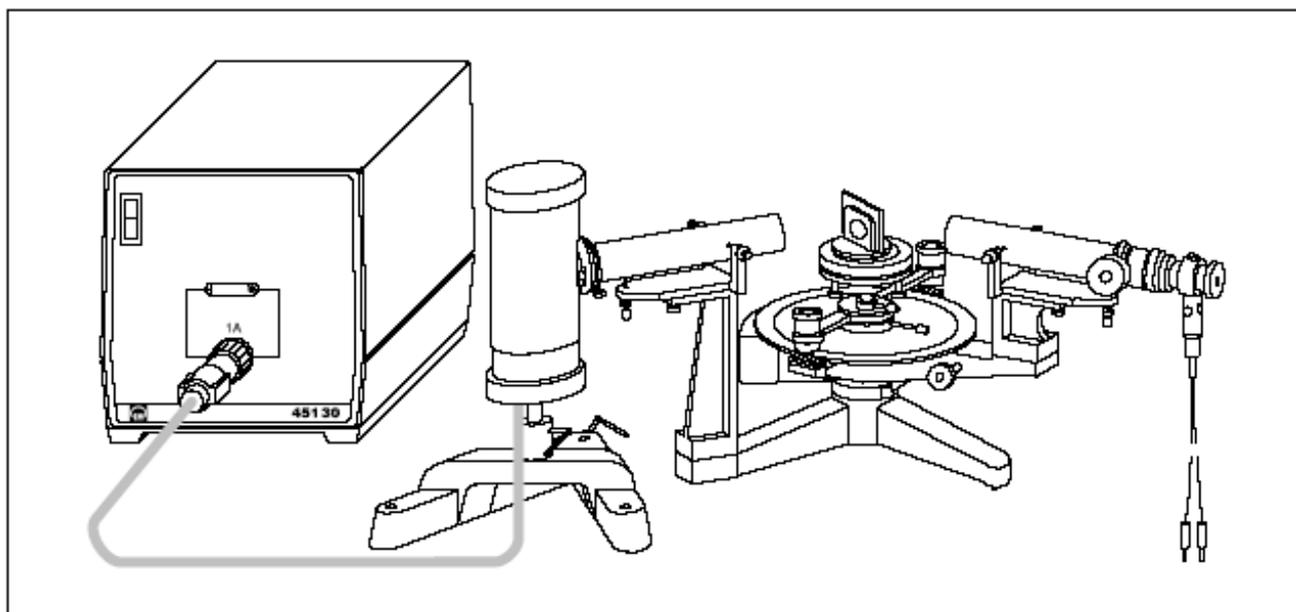
Fig. 6 Base de montaje del espectrómetro y mesa de prisma
c1 mesa de prisma

- c2 tornillo de nivelación para la mesa de prisma
- f1 tornillo de seguridad para la mesa de prisma
- f2 tornillo de seguridad para el disco graduado
- f3 ajuste fino de la rotación del telescopio
- f4 tornillo de seguridad del telescopio (tapado)
- f5 nonios
- f6 lupas de lectura
- f7 disco graduado

b) Determinación de la distancia de sendas líneas D del sodio:

- Cambiar la lámpara espectral de He por la de Na; al iluminar la rendija prestar nuevamente atención a que la lámpara se encuentre en el eje óptico del colimador.
- Buscar el primer orden de difracción de ambas líneas D amarillas de Na a ambos lados del máximo principal.
- Enfocar la parte vertical del retículo hacia las líneas espectrales; leer y anotar las posiciones.
- Repetir las mediciones para el segundo orden de difracción.

Fig. 7 Montaje completo del experimento luego del ajuste



Ejemplo de medición y análisis

a) Medición del espectro de líneas del He:

Indicación: Con el espectrómetro de rejilla pueden observarse también líneas de menor intensidad que no pertenecen al espectro del vapor metálico o al del gas noble. Durante la fabricación pueden haber sido introducidos otros gases en la ampolla de la lámpara. En las lámparas de gas de metal se introduce, además, argón (Ar) a modo de gas base.

En este caso vale:

$$\lambda = \frac{\sin \frac{\Delta\alpha}{2}}{n \cdot N} \quad (I)$$

n : orden de difracción

$\Delta\alpha$: diferencia angular entre la línea espectral derecha e izquierda en el orden n -ésimo (ver figura 8),

N : número de rayas, λ : longitud de onda

Con la cantidad de rayas conocida $N = 5700 \text{ cm}^{-1}$ surgen de los ángulos medidos $\Delta\alpha$ las longitudes de onda para las líneas espectrales observadas, dadas en la tabla 1. Si bien coinciden con los valores de tabla para el helio, están, por término medio, un 1,0 % por encima de esos valores. Si se calculan las longitudes de onda con una cantidad de rayas adecuadamente superior ($N = 5706 \text{ cm}^{-1}$), se obtiene una extraordinaria coincidencia con los valores de tabla (ver tabla 1).

Tabla 1: Líneas espectrales de la lámpara ejemplo de He, medidas para un orden de difracción $n = 1$

(Los valores de tabla son para longitudes de onda tanto en el aire en condiciones normales como en el vacío. Para la definición de $\Delta\alpha$, ver figura 8.)

$\Delta\alpha$	$\frac{\lambda_{5700} / \text{cm}}{\text{nm}}$	$\frac{\lambda_{5706} / \text{cm}}{\text{nm}}$	$\frac{\lambda_{\text{aire}}}{\text{nm}}$	$\frac{\lambda_{\text{vacío}}}{\text{nm}}$
29,56°	447,6	447,1	447,0	447,1
31,18°	471,5	471,0	471,2	471,3
32,62°	492,7	492,2	492,1	492,2
33,24°	501,8	501,3	501,5	501,6
39,17°	588,1	587,5	587,4	587,6
44,79°	668,4	667,7	667,6	667,8
47,55°	707,3	706,5	706,3	706,5

b) Determinación de la distancia de sendas líneas D del sodio:

Tabla 2: Líneas D de sodio, medidas para los órdenes de difracción $n = 1$ y $n = 2$

línea	n	$\Delta\alpha$	$\frac{\lambda_{5706} / \text{cm}}{\text{nm}}$
D ₁	1	39,300°	589,33
	2	84,542°	589,41
D ₂	1	39,250°	588,61
	2	84,425°	588,74

De la tabla 2 se obtienen, para la distancia de ambas líneas D amarillas de sodio, $\Delta\lambda = 0,72 \text{ nm}$ (medida para $n = 1$) y $\Delta\lambda = 0,67 \text{ nm}$ (medida para $n = 2$).

El valor medio es $\lambda(D_1) - \lambda(D_2) = 0,70 \text{ nm}$.

Valor de tabla para longitudes de onda en aire y condiciones normales:

$$\lambda(D_1) - \lambda(D_2) = 589,418 \text{ nm} - 588,821 \text{ nm} = 0,597 \text{ nm}$$

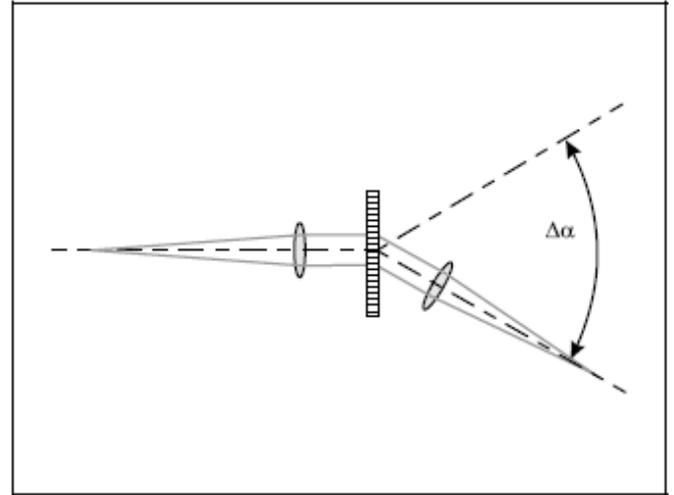


Fig. 8 Esquema para la definición del ángulo $\Delta\alpha$

Información adicional

El espectrómetro y el goniómetro pueden emplearse también como espectrómetro de prisma (ver descripción del experimento P5.7.1.2). Dado que la desviación no es función lineal de la longitud de onda, para determinar las longitudes de onda de las líneas espectrales se hace necesaria una curva de contraste que se construye con una lámpara espectral de espectro conocido. Además, la resolución no es tan alta como la de un buen espectrómetro de rejilla.

No obstante, los espectrómetros de prisma tienen más intensidad, ya que en el espectrómetro de rejilla se pierde una parte considerable de la radiación en el orden cero no difractado, y el resto se distribuye en varios órdenes de difracción a ambos lados del orden cero. Como consecuencia, en el espectrómetro de rejilla pueden verse con mucha dificultad las líneas espectrales menos intensas, si se las ve.

Montaje de un interferómetro de Michelson en un banco de óptica láser

Objetivos del experimento

- Montaje de un interferómetro de Michelson.
- Observación del patrón de interferencia.

Fundamentos

La interferometría es un método de medición muy preciso y de gran sensibilidad para determinar, por ejemplo, variaciones de longitud, espesores de capas, índices de refracción y longitudes de onda. El interferómetro de Michelson pertenece a la familia de los interferómetros de doble haz. Para este tipo de interferómetro, las mediciones interferométricas se basan en el siguiente principio:

El haz de luz coherente que proviene de una fuente única es dividido en dos partes por un dispositivo óptico. Los haces parciales pasan por caminos distintos, se reflejan y finalmente se juntan nuevamente y se interfieren. Debido a la interferencia de las ondas de luz se produce una figura de interferencia. Ahora bien, si varía la longitud del camino óptico (esto es, el producto del índice de refracción por el camino geométrico) para uno de estos haces parciales, entonces éste experimenta un corrimiento de fase en relación con el haz no perturbado. De ahí surge una variación de la imagen de interferencia, de la cual puede averiguarse la variación del

índice de refracción o del camino geométrico, si las restantes variables permanecen constantes.

En caso de mantenerse constante el índice de refracción pueden determinarse las diferencias de camino geométrico, por ejemplo, variaciones de longitud de materiales por acción del calor o influencia de campos magnéticos y eléctricos. Si lo que se mantiene constante es, por el contrario, el camino geométrico, pueden averiguarse índices de refracción o magnitudes y efectos que modifican el índice de refracción. Entre éstos se destacan, por ejemplo, las variaciones de presión, temperatura y densidad.

El interferómetro de Michelson es apropiado para, entre otras cosas, observar la influencia de vibraciones mecánicas y corrientes de aire en el banco de óptica láser. A la hora de realizar hologramas puede ser de utilidad reconocer las interferencias para poder, así, eliminarlas.

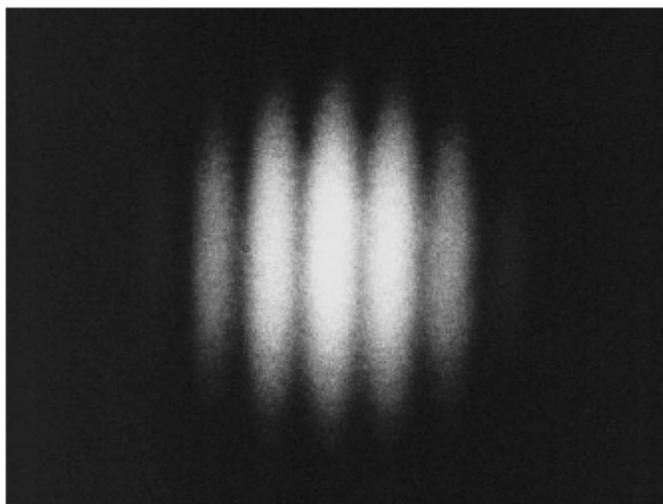


Fig. 1 Foto del patrón de interferencia sobre la pantalla translúcida

Equipo

1 banco de óptica láser	473 40
1 láser de He-Ne, polarización lineal	471 840
1 soporte de láser.....	473 41
4 pies ópticos	473 42
1 divisor de haz	p. ej. 473 432
1 apoyo para divisor de haz	473 43
2 espejos planos con ajuste fino	473 46
1 lente esférica, $f = 2,7$ mm	473 47
1 pantalla translúcida	441 53
1 base	300 11
1 escala de madera	311 03

Consejos para la seguridad

El láser de He-Ne satisface las “Exigencias de seguridad técnica para material didáctico – Láser, DIN58126 parte 6” para láser de clase 2. Observando en las instrucciones de uso las indicaciones correspondientes se evita todo peligro al experimentar con láser de He-Ne.

- No mirar de frente el haz directo ni el reflejado.
- Evitar pasar el límite de enceguecimiento (o sea, ningún observador debe sentir que se enceguece)

Montaje y desarrollo

Indicación: Los componentes ópticos con superficies dañadas o sucias pueden ocasionar perturbaciones en el patrón de interferencia.

Manipular con sumo cuidado los espejos planos, el divisor de haz y la lente esférica, conservarlos libres de polvo y no tocarlos directamente con las manos.

La disposición del interferómetro de Michelson sobre el banco de óptica láser se representa en la figura 2. Para el montaje se siguen los pasos siguientes:

Banco de óptica láser y láser:

- Inflar la cámara de aire.
- Ubicar el banco de óptica láser (**a**) junto con la cámara de aire de forma horizontal y estable sobre la mesa de experimentación.
- Montar el láser sobre el soporte de láser y ubicarlo en la margen izquierda del banco.
- Conectar y encender el láser.
- Aflojar las tuercas de seguridad de los tres tornillos de ajuste del soporte de láser.
- Ajustar la altura y la inclinación del láser con ayuda de los tornillos de ajuste de forma que su haz se desplace de manera perfectamente horizontal a 75 mm aproximadamente sobre el banco (de modo que entonces queda margen para un ajuste fino). Volver a medir con la escala de madera.
- Apretar nuevamente las tuercas de seguridad.

Divisor de haz:

El haz parcial reflejado y el transmitido deben tener intensidades similares:

Al usar el divisor de haz variable (473 435) procurar que el haz de láser impacte aproximadamente en el medio de éste.

- Primero controlar si el divisor de haz (**b**) refleja la luz de láser horizontalmente; para ello, ubicar el divisor junto con el pie óptico en el otro extremo del banco de óptica láser y en el paso del haz, y reflejar la luz al lado de la abertura de salida del láser.
- Corregir eventualmente, con ayuda de los dos tornillos del mango, el ángulo de inclinación del divisor de haz, y así, la marcha del haz.
- A continuación, interponer el divisor de haz en el paso del haz a un ángulo de 45°, tal como muestra la figura 2, dirigiendo la capa parcialmente translúcida del divisor hacia el láser.

Espejos planos:

Indicaciones:

El ajuste es más sencillo en ambientes levemente oscurecidos.

Junto con los haces principales aparecen, mediante múltiples reflexiones, otros haces, los llamados haces parciales parasitarios, de menor intensidad. Estos haces parciales son luego extinguidos por el apoyo de lente, y es por eso que no tienen influencia en el ajuste posterior.

La calidad del haz de láser se ve perjudicada si los haces parciales reflejados en los espejos planos vuelven incidiendo exactamente en la abertura de salida del láser.

- Ubicar el espejo plano (**c**) de manera que el haz de láser incida en su centro.
- Disponer el espejo girando el pie óptico sobre el banco y mediante los tornillos de ajuste de la cara trasera, de forma tal que el haz casi sea reflejado en sí mismo y vuelva a incidir, tras la transmisión por el divisor de haz, apenas por sobre la abertura de salida del láser.

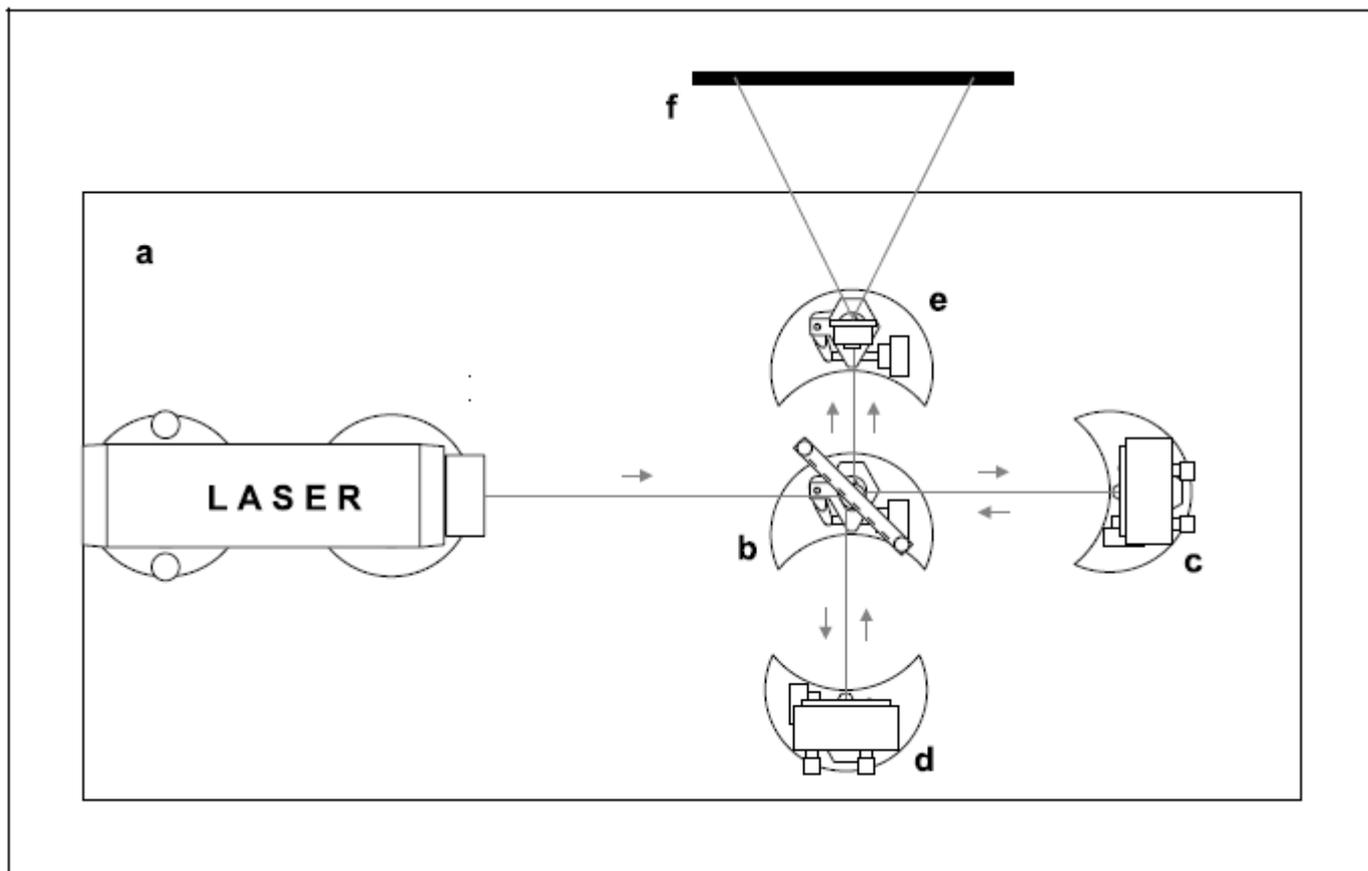


Fig. 2 Montaje de un interferómetro de Michelson en el banco de óptica láser, visto desde arriba

- a** banco de óptica láser
- b** divisor de haz
- c, d** espejos planos de ajuste fino
- e** lente esférica
- f** pantalla translúcida

- Asegurar la pantalla translúcida (**f**) en la base y, según muestra la figura 2, ubicar detrás del banco de óptica láser de manera que el haz de láser pueda incidir en el medio de dicha pantalla.
- Ubicar el espejo plano (**d**), según la figura 2, atravesando el haz parcial reflejado por el divisor de haz (**b**), eligiendo una distancia al divisor similar a la del espejo plano (**c**).
- Disponer el espejo plano girando el pie óptico sobre el banco y graduar los tornillos de ajuste de manera que también este haz parcial casi llegue a ser reflejado en sí mismo y se encuentre, luego de ser transmitido por el divisor de haz, con el primer haz parcial.
- Superponer por completo sobre la pantalla cada uno de los haces más intensos de ambos grupos de reflejos ajustando los espejos planos (**c**) y (**d**) con ayuda de sus tornillos de ajuste.

Lente esférica:

- Para expandir el haz de láser, ubicar la lente esférica (**e**) (con una menor abertura de entrada de haz del apoyo de lente mirando al divisor) entre el divisor de haz y la pantalla.
- Ubicar la lente esférica lateralmente y arriba, de manera que pueda ser atravesada axialmente por ambos haces parciales.

Ajuste fino:

En caso de que no pueda aún reconocerse ningún patrón de franjas sobre la pantalla translúcida:

- Variar levemente el paso del haz con ayuda del divisor de haz o de los espejos, volviendo eventualmente a ajustar la lente esférica.

El ancho y la distancia de las franjas de interferencia son tanto mayores cuanto mejor se asegure el paralelismo de ambos rayos parciales entre el divisor de haz y la pantalla.

- Dar al patrón de interferencia un formato cómodo de observar variando levemente la disposición de los espejos y del divisor de haz.

En caso de que con el ajuste fino no se obtengan resultados:

- Ajustar nuevamente el emplazamiento del interferómetro desde el comienzo.

El patrón de interferencia es notoriamente más claro y, por ende, más sencillo de observar, si la potencia de salida del láser se cambia a 1 mW. Dado que esto puede provocar pequeñas variaciones en el paso del haz, deberá eventualmente volverse a ajustar la posición de la lente esférica o la marcha del haz.

Ejemplo de medición

En la primera página (Figura 1) puede encontrarse una foto del patrón de interferencia sobre la pantalla translúcida.

Determinación de la longitud de onda de un láser de He-Ne con un interferómetro de Michelson

Objetivos del experimento

- Montaje de un interferómetro de Michelson.
- Observación de las variaciones del patrón de interferencia al desplazar un espejo de interferómetro
- Determinación de la longitud de onda de la luz de láser a partir del camino de desplazamiento del espejo

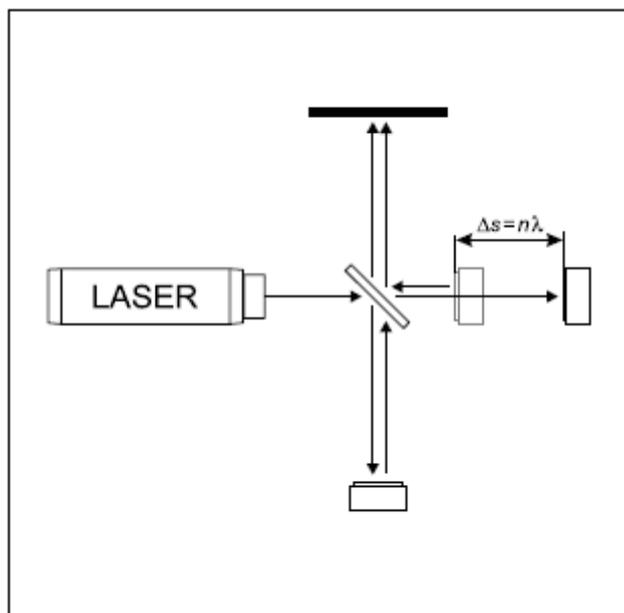
Fundamentos

La interferometría es un método de medición muy preciso y de gran sensibilidad para determinar, por ejemplo, variaciones de longitud, espesor de capas, índices de refracción y longitudes de onda. El interferómetro de Michelson pertenece a la familia de los interferómetros de doble haz. Para este tipo de interferómetro, las mediciones interferométricas se basan en el siguiente principio:

El haz de luz coherente que proviene de una fuente única es dividido en dos partes por un dispositivo óptico. Los haces parciales pasan por caminos distintos, se reflejan y finalmente se juntan nuevamente y se interfieren. Debido a la interferencia de las ondas de luz se produce una figura de interferencia. Ahora bien, si varía la longitud del camino óptico (esto es, el producto del índice de refracción por el camino geométrico) para uno de estos haces parciales, entonces éste experimenta un corrimiento de fase en relación con el haz no perturbado.

Como resultado de esto varía la figura de interferencia, de la cual se puede averiguar la variación del índice de refracción o del camino geométrico, si se deja constante la otra magnitud. En caso de mantenerse constante el índice de refracción pueden determinarse los factores que diferencian el camino geométrico, por ejemplo, variaciones de longitud de materiales por acción del calor o influencia de campos magnéticos y eléctricos. Si lo que se mantiene constante es, por el contrario, el camino geométrico, pueden averiguarse índices de refracción o magnitudes y efectos que modifican el índice de refracción. Entre éstos se destacan, por ejemplo, las variaciones de presión, temperatura y densidad.

Para medir la longitud de onda de la luz de láser se corre, con ayuda de un brazo de ajuste fino, uno de los espejos planos una distancia bien precisa, con lo cual se modifica la longitud óptica del camino del haz parcial en cuestión. Durante este corrimiento, las franjas de interferencia cambian de lugar sobre la pantalla de observación. Para el análisis, se cuentan los máximos o los mínimos de intensidad que pasan por un punto de la pantalla de observación previamente determinado, mientras el espejo plano es desplazado.



0705-Wit

Equipo

1 banco de óptica láser.....	473 40
1 láser de He-Ne, polarización lineal	471 840
1 soporte de láser	473 41
5 pies ópticos	473 42
1 divisor de haz	p. ej. ...473 432
1 apoyo para divisor de haz.....	473 43
2 espejos planos con ajuste fino.....	473 46
1 lente esférica, $f = 2,7$ mm.....	473 47
1 brazo de ajuste fino.....	473 48
1 pantalla translúcida.....	441 53
1 base	300 11
1 escala de madera	311 03

Consejos para la seguridad

El láser de He-Ne satisface las “Exigencias de seguridad técnica para material didáctico – Láser, DIN58126 parte 6” para láser de clase 2. Observando las indicaciones correspondientes en las instrucciones de uso se evita todo peligro al experimentar con láser de He-Ne.

- No mirar de frente el haz directo ni el reflejado.
- Evitar pasar el límite de enceguecimiento (o sea, ningún observador debe sentir que se enceguece).

Montaje

Indicación: Los componentes ópticos con superficies dañadas o sucias pueden ocasionar perturbaciones en el patrón de interferencia.

Manipular con sumo cuidado el espejo plano, el divisor de haz y la lente esférica, conservarlos libres de polvo y no tocar directamente con las manos.

La disposición del interferómetro de Michelson sobre el banco de óptica láser se representa en la figura 1. Para el montaje se siguen los pasos siguientes:

Banco de óptica láser y láser:

- Inflar la cámara de aire.
- Ubicar el banco de óptica láser **(a)** junto con la cámara de aire de forma horizontal y estable sobre la mesa de experimentación.
- Montar el láser sobre el soporte de láser y ubicarlo en la margen izquierda del banco.
- Conectar y encender el láser.
- Aflojar las tuercas de seguridad de los tres tornillos de ajuste del soporte de láser.
- Ajustar la altura y la inclinación del láser con ayuda de los tornillos de ajuste de forma que su haz se desplace horizontalmente a 75 mm aproximadamente sobre el banco (de modo que entonces queda margen para un ajuste fino). Volver a medir con la escala de madera.
- Apretar nuevamente las tuercas de seguridad.

Divisor de haz:

El haz parcial reflejado y el transmitido deben tener intensidades similares: Al usar el divisor de haz variable (473 435) procurar que el haz de láser impacte aproximadamente en el medio de éste.

- Primero controlar si el divisor de haz **(b)** refleja la luz de láser horizontalmente. Para ello, ubicar el divisor junto con el pie óptico en el extremo del banco de óptica láser y en el paso del haz, y reflejar la luz al lado de la abertura de salida del láser.
- Corregir eventualmente, con ayuda de los dos tornillos del mango, el ángulo de inclinación del divisor de haz, y así, la marcha del haz.
- A continuación, interponer el divisor de haz en el paso del haz a un ángulo de 45°, tal como muestra la figura 1, dirigiendo la capa parcialmente translúcida del divisor hacia el láser.

Espejos planos y brazo de ajuste fino:

Indicaciones:

El ajuste es más sencillo en ambientes levemente oscurecidos. Junto con los haces principales aparecen, mediante múltiples reflexiones, otros haces, los llamados haces parciales parasitarios, de menor intensidad. Estos haces parciales son luego extinguidos por el apoyo de lente, y es por eso que no tienen influencia en el ajuste posterior.

La calidad del haz de láser se ve perjudicada si los haces parciales reflejados en los espejos planos vuelven incidiendo exactamente en la abertura de salida del láser.

- Sujetar el espejo plano **(c)** lateralmente en el brazo de ajuste fino **(f)** y, a continuación, asegurar éste al pie óptico.

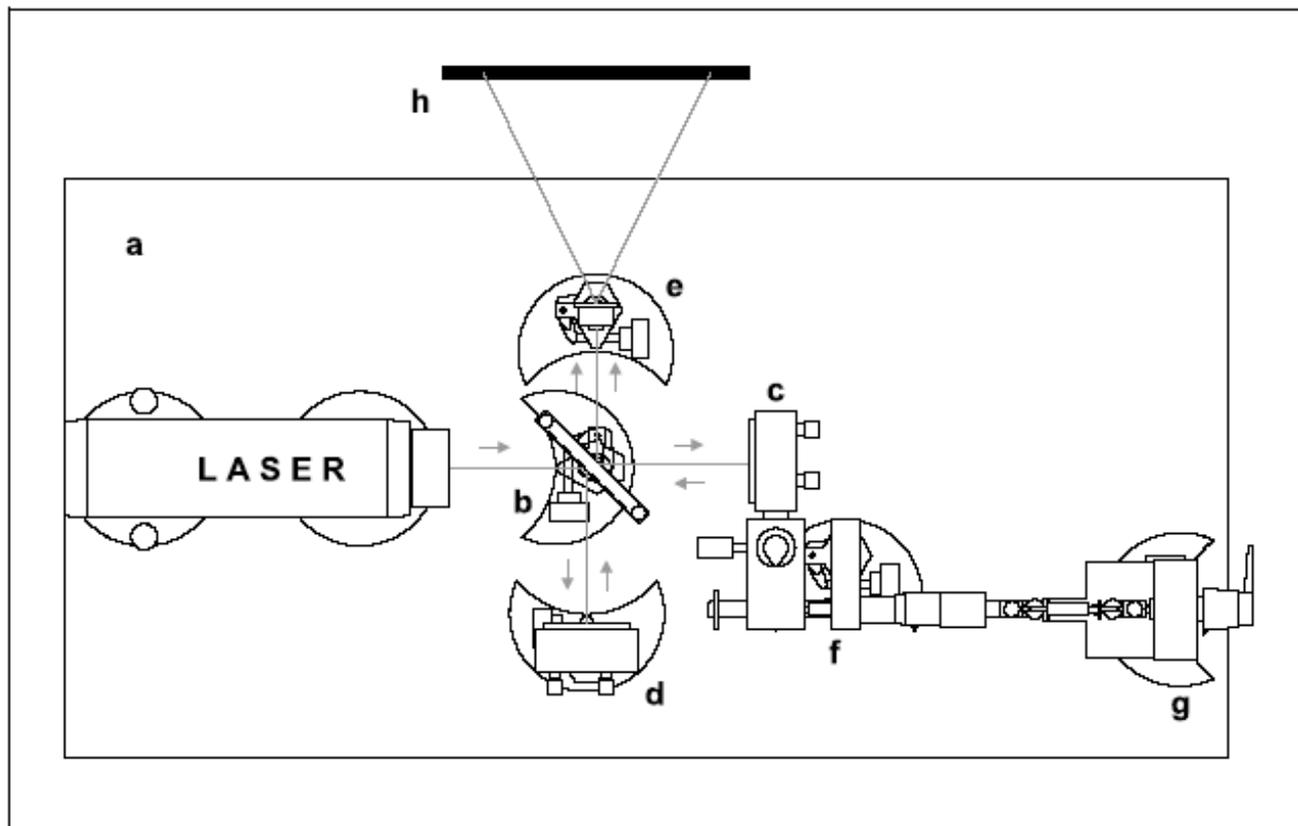


Fig. 1: Montaje del interferómetro de Michelson en el banco de óptica láser con el brazo de ajuste fino para un espejo plano, visto desde arriba

- a banco de óptica láser
- b divisor de haz
- c, d espejos planos de ajuste fino
- e lente esférica
- f brazo de ajuste fino
- g engranajes reductores del brazo de ajuste fino
- h pantalla translúcida

- Ubicar el pie óptico debajo del brazo de ajuste fino, según muestra la figura 1, para asegurar la estabilidad.
- Ubicar la combinación de espejo plano (c) y brazo de ajuste fino (f) en el banco de óptica láser (a) de forma tal que el haz de láser incida en el centro del espejo plano, cuidando que el plano del espejo permanezca lo más perpendicular posible a la dirección de desplazamiento, a fin de que, aunque se desplace el espejo, el haz sea reflejado siempre en el mismo lugar.
- Disponer el espejo girando el pie óptico sobre el banco y mediante los tornillos de ajuste de la cara trasera de forma tal que el haz casi sea reflejado en sí mismo y vuelva a incidir, tras la transmisión por el divisor de haz, apenas por sobre la abertura de salida del láser.
- Ubicar la mesa de engranajes con un pie óptico detrás del brazo de ajuste fino.
- Asegurar los engranajes reductores del brazo de ajuste fino (g) a la mesa de engranajes con la banda magnética.
- Asegurar con cuidado el acople de doble articulación cruzada a la cabeza de rótula del tornillo micrométrico del brazo de ajuste fino (f).
- Desplazar el pie óptico de los engranajes reductores y ajustar la altura de la mesa de engranajes de forma que las varillas del acople no estén totalmente extendidas ni hundidas; de lo contrario, puede verse luego falseada la medición por el desplazamiento del brazo de ajuste fino.
- Mantener lo más pequeño posible el ángulo entre los distintos miembros del acople articulado (nunca mayor a 45°).
- Controlar la disposición del espejo plano (c) y, de ser necesario, volver a ajustar.
- Asegurar la pantalla translúcida (h) en la base y, según muestra la figura 1, ubicar detrás del banco de óptica láser de manera que el haz de láser pueda incidir en el medio de dicha pantalla.
- Ubicar el espejo plano (d), según la figura 1, atravesando el haz parcial reflejado por el divisor de haz (b), eligiendo una distancia al divisor similar a la del espejo plano (c).
- Disponer el espejo plano girando el pie óptico sobre el banco y graduar los tornillos de ajuste de manera que también este haz parcial casi llegue a ser reflejado en sí mismo y se encuentre, luego de ser transmitido por el divisor de haz, con el primer haz parcial.
- Superponer por completo sobre la pantalla cada uno de los haces más intensos de ambos grupos de reflejos ajustando los espejos planos (c) y (d) con ayuda de los tornillos de ajuste de los espejos.

Lente esférica:

- Para ensanchar el haz de láser, ubicar la lente esférica (e) (con una menor abertura de entrada de haz del apoyo de lente mirando al divisor) entre el divisor de haz y la pantalla.
- Ubicar la lente esférica lateralmente y arriba, de manera que pueda ser atravesada axialmente por ambos haces parciales.

Ajuste fino:

En caso de que no pueda aún reconocerse ningún patrón de franjas sobre la pantalla translúcida:

- variar levemente el paso del haz con ayuda del divisor de haz o de los espejos, volviendo eventualmente a ajustar la lente.

El ancho y la distancia de las franjas de interferencia son tanto mayores cuanto mejor se asegure el paralelismo de ambos rayos parciales entre el divisor de haz y la pantalla.

- dar al patrón de interferencia un formato cómodo de observar variando levemente la disposición de los espejos y del divisor de haz.

En caso de que con el ajuste fino no se obtengan resultados:

- ajustar nuevamente el emplazamiento del interferómetro desde el comienzo.

El patrón de interferencia es notoriamente más claro y, por ende, más sencillo de observar, si la potencia de salida del láser se cambia a 1 mW. Dado que esto puede provocar pequeñas variaciones en el paso del haz, deberá eventualmente volverse a ajustar la posición de la lente esférica o la marcha del haz.

Realización

Durante el experimento:

- evitar vibraciones mecánicas del banco de óptica láser (por ejemplo, no mover la mesa).
- evitar el paso de corrientes de aire en el montaje, las que pueden originarse, por ejemplo, por soplos.
- marcar un lugar sobre la pantalla translúcida (**h**) donde se puedan contar las franjas de interferencia que pasan.
- ajustar lentamente y de manera regular el botón de los engranajes posando levemente el dedo en la palanca de los engranajes reductores (**g**) (dar eventualmente varias vueltas) hasta que se empiecen a mover las franjas de interferencia.
- a continuación, dar con el botón de los engranajes al menos otra vuelta completa.
- seguir girando el botón de los engranajes y, al mismo tiempo, contar las franjas de interferencia que pasan por la marca y las vueltas de los engranajes reductores.

Indicación: Si el espejo plano no se mueve de manera continua y, con él, tampoco el patrón de interferencia, entonces deberá lubricarse el manguito de deslizamiento del brazo de ajuste fino.

Ejemplo de medición

Tabla 1: Cantidad Z de máximos de intensidad en función de la cantidad de vueltas N de los engranajes reductores.

N	Z
1	16 ± 1
2	32 ± 1

Análisis y resultado

La cantidad N de vueltas de los engranajes reductores, el desplazamiento total Δs del espejo plano, la longitud de onda λ de la luz láser y la cantidad Z de los máximos de intensidad contados se relacionan de la siguiente manera:

$$Z \cdot \lambda = 2 \Delta s \quad \text{con} \quad \Delta s = 5 \mu\text{m} \cdot N \quad (\text{I})$$

En esta ecuación aparece el factor 2 ya que el camino geométrico varía en Δs tanto para el haz que llega como para el haz reflejado.

Para λ vale, entonces, la ecuación

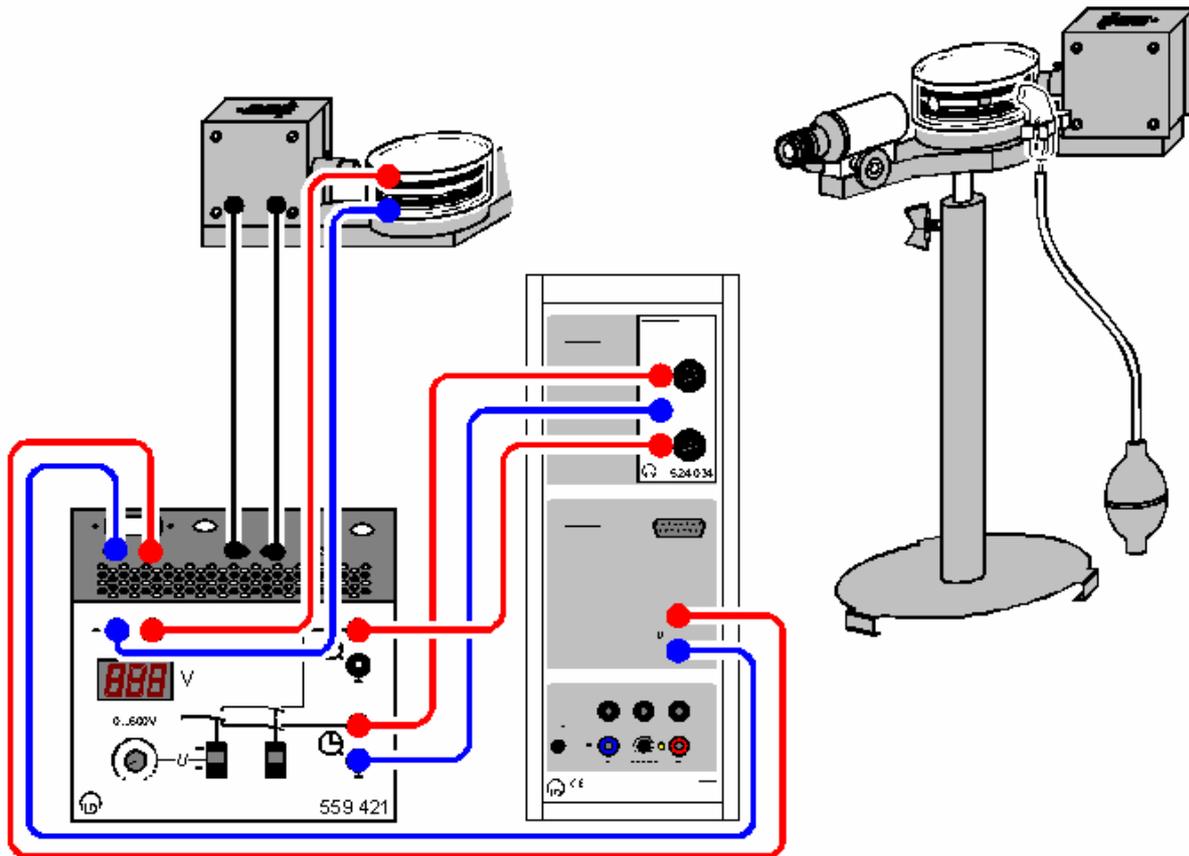
$$\lambda = 2 \cdot \frac{\Delta s}{Z} \quad (\text{II})$$

Tabla 2: Desplazamiento Δs del espejo plano y resultado para la longitud de onda λ .

$\frac{\Delta s}{\mu\text{m}}$	$\frac{\lambda}{\text{nm}}$
5	625 ± 39
10	625 ± 20

La tabla 2 contiene el resultado para la longitud de onda λ . Éste coincide, dentro de los márgenes de error, con el valor de tablas $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ para la luz de láser de He-Ne. La precisión en la medición de λ es tanto mayor cuanto mayor es el desplazamiento total Δs .

Experimento de Millikan



Apropiado también para Pocket-CASSY.

- Cargar ejemplo (Método de la suspensión)
- Cargar ejemplo (Método del descenso y ascenso)

Descripción del ensayo

En 1910 R. A. Millikan consiguió demostrar la cuantificación de las cantidades más pequeñas de electricidad con su famoso método de la gota de aceite. Observó el movimiento de gotitas de aceite cargadas en un campo eléctrico vertical producido por un condensador de placas con distancia entre placas d y determina a partir del radio r y del campo eléctrico $E=U/d$ la carga q de una gotita en suspensión. Al mismo tiempo verifica que q sólo se presenta como un múltiplo entero de una carga elemental e , esto es: $q = n \cdot e$.

Teoría

Si una gotita de aceite de radio r_0 desciende (cae) con una velocidad $-v_1$ hacia abajo sobre ella actúa la fricción de Stokes contraria al movimiento $F_1 = 6\pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot v_1$ (η = Viscosidad del aire). Si la misma gotita de aceite asciende con una velocidad v_2 en un campo eléctrico E , entonces la fricción de Stokes actúa en sentido contrario $F_2 = -6\pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot v_2$. La diferencia entre estas dos fuerzas corresponde exactamente a la fuerza $q_0 \cdot E$ debido al campo eléctrico aplicado E , esto es:

$$q_0 \cdot E = q_0 \cdot U/d = F_1 - F_2 = 6\pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot (v_1 + v_2) \quad \text{ó}$$

$$q_0 = 6\pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot d \cdot (v_1 + v_2) / U.$$

Para determinar la carga q_0 sólo falta conocer el radio r_0 de la gotita observada que puede ser obtenida fácilmente a partir del equilibrio de fuerzas de su peso resultante $F = -V \cdot \Delta\rho \cdot g$ y de la fricción de Stokes F_1 cuando la gotita cae, en donde $\Delta\rho$ es la diferencia de densidades entre aceite y aire.



Se cumple entonces:

$$0 = F + F_1 = -4/3 \pi \cdot r_0^3 \cdot \Delta\rho \cdot g + 6\pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot v_1 \quad \text{ó}$$

$$r_0 = \sqrt{(9\eta v_1 / 2\Delta\rho g)}.$$

Para determinar con exactitud la carga q se debe considerar que la fricción de Stokes para radios r muy pequeños debe ser corregida, ya que estos se encuentran en el orden de magnitud del recorrido medio libre de las moléculas de aire. La fórmula para la fricción corregida dependiente de la presión de aire p tiene la siguiente forma:

$$F = 6\pi\eta r v / (1 + b/rp)$$

donde $b = 80 \mu\text{m} \cdot \text{hPa}$ (constante).

Si reemplazamos $A = b/p$ el radio corregido r deviene en:

$$r = \sqrt{(r_0^2 + A^2/4)} - A/2$$

y la carga corregida q es entonces:

$$q = q_0 / (1 + A/r)^{1,5}.$$

Método de la suspensión

En esta variante del experimento la tensión U es ajustada en el condensador de placas de tal forma que la gotita de aceite elegida su velocidad de ascenso sea cero ($v_2=0$). La velocidad de descenso v_1 se mide luego de desconectar la tensión del condensador U . Con $v_2=0$ las fórmulas descritas líneas arriba se simplifican en algo.

En realidad no es tan exacto determinar $v_2=0$ y por esta razón el método de la suspensión arroja errores grandes y la dispersión en la distribución de frecuencias es también grande, mucho más que por el método que se describe a continuación.

Método del descenso y ascenso

En esta segunda variante se mide ambas velocidades v_1 y v_2 , así como la tensión U . La ventaja de este método frente al método de suspensión de la gotita de aceite es la determinación más precisa de los valores medidos pues se mide realmente la velocidad v_2 .

Equipo requerido

1	Sensor-CASSY	524 010
1	CASSY Lab	524 200
1	Unidad Timer	524 034
1	Aparato de Millikan	559 411
1	Unidad de servicio del aparato de Millikan	559 421
1	Cable de experimentación, 50 cm, rojo	500 421
3	Pares de cables, 50 cm, rojo y azul	501 45
1	Par de cables, 50 cm, negro	501 451
1	PC desde Windows 95/98/NT	

Montaje del ensayo (véase el esquema)

Ensamble el aparato de Millikan según las instrucciones de servicio, llene el aceite y monte el circuito según el esquema. Para ello conecte la salida del cronómetro 1 con la entrada E y la salida del cronómetro 2 con la entrada F de la unidad Timer. Conecte la salida de tensión de la unidad de servicio con la entrada B del Sensor-CASSY.

Atención: El microscopio genera una imagen inversa. Todas las direcciones de movimiento aparecen por ello a la inversa. Sin embargo, a continuación se describe el movimiento real.

Si desea mejorar la demostración de las gotitas de aceite entonces se recomienda grabar la imagen microscópica con una cámara de vídeo (por ejemplo VideoFlex de ken-a-vision). En este caso la cámara puede grabar también "de cabeza", de tal manera que la dirección de movimiento visible corresponda nuevamente a la dirección de movimiento real.

Realización del ensayo

a) Método de la suspensión

■ Cargar ajustes

- Coloque el micrómetro ocular en posición vertical y ajuste la nitidez de la imagen girando el anillo negro del ocular.
- Luego ponga los interruptores U y t hacia abajo.
- Encienda el interruptor del condensador con el interruptor U y ajuste una tensión (400 a 600 V) con el potenciómetro giratorio de tal forma que la gotita de aceite seleccionada ascienda 1 ó 2 divisiones de escala por segundo (en el ocular se ve como que cae). Luego reducir la tensión hasta que la gotita de aceite justo quede suspendida.
- Desconecte la tensión del condensador con el interruptor U.
- Tan pronto como la gotita de aceite se encuentre al lado de una marca de la escala seleccionada por usted, inicie la medición del tiempo con el interruptor t.
- Tan pronto como la gotita de aceite haya descendido otras 20 marcas de la escala (corresponde a 1 mm) (en el ocular se ve como que asciende) detenga la medición del tiempo con el interruptor t y conecte nuevamente la tensión del condensador con el interruptor U.
- Transfiera hacia la tabla los valores medidos del tiempo de descenso t_1 y la tensión U pulsando **F9**. La carga q calculada ingresará automáticamente al histograma.
- Repita la medición para otras gotitas de aceite.

b) Método del descenso y ascenso

■ Cargar ajustes

- Coloque el micrómetro ocular en posición vertical y ajuste la nitidez de la imagen girando el anillo negro del ocular.
- Luego ponga los interruptores U y t hacia abajo.
- Encienda el interruptor del condensador con el interruptor U y ajuste una tensión (400 a 600 V) con el potenciómetro giratorio de tal forma que la gotita de aceite seleccionada ascienda 1 ó 2 divisiones de escala/segundo (en el ocular se ve como que cae).
- Desconecte la tensión del condensador con el interruptor U.
- Tan pronto como la gotita de aceite se encuentre al lado de una marca de la escala seleccionada por usted, inicie la medición del tiempo con el interruptor t.
- Tan pronto como la gotita de aceite haya descendido otras 20 marcas de la escala (corresponde a 1 mm) (en el ocular se ve como que asciende), conecte nuevamente la tensión del condensador con el interruptor U. Esto inicia automáticamente la medición del tiempo t_2 .
- Tan pronto como la gotita de aceite nuevamente se encuentre al lado de la primera división de la escala detenga la medición del tiempo con el interruptor t.
- Transfiera hacia la tabla los valores medidos del tiempo de descenso t_1 , el tiempo de ascenso t_2 y la tensión U pulsando **F9**. La carga q calculada ingresará automáticamente al histograma.
- Repita la medición para otras gotitas de aceite.

Evaluación

Para la evaluación existe la posibilidad de insertar en la distribución de frecuencia medida el valor medio y verificar la relación $q = n \cdot e$ (con $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

Nota

Si se selecciona gotitas de aceite con carga reducida, la estadística conlleva rápidamente a un resultado consistente. Las gotitas de aceite de carga reducida pueden ser reconocidas por su tamaño; éstas son pequeñas y se mueven relativamente lentas en el campo eléctrico.

Si en la clase no hay tiempo suficiente para seguir unas 20 a 30 gotitas de aceite, entonces antes de la medición uno puede cargar el ejemplo con los valores medidos en lugar de puros ajustes. Los nuevos valores medidos aparecen en el histograma como barras rojas y confirman de esta manera, con la imprecisión estadística habitual, la medición del ejemplo registradas en negro.

Para la medición de las cargas q negativas se debe intercambiar las conexiones, tanto en el condensador de placas como en la entrada B de CASSY.

Si la presión atmosférica local es bastante diferente de 1013 hPa, entonces se recomienda modificar la presión atmosférica en la fórmula referida al Parámetro de corrección A respectivo. Es claro que después de ello los valores del ejemplo mostrados ya no serán coherentes con la medición.

Resonancia de spin electrónico en DPPH

Determinación del campo magnético en función de la frecuencia de resonancia

Objetivos del experimento

- Determinación del campo de resonancia magnética B_0 en función de la frecuencia de resonancia elegida ν .
- Determinación del factor g del DPPH.
- Determinación del ancho de línea δB_0 de la señal de resonancia.

Fundamentos

Desde su descubrimiento por *E. K. Zavoisky* (1945), la resonancia de spin electrónico (RSE) se transformó en un importante método de investigación de estructuras moleculares y cristalinas, de reacciones químicas y otras problemáticas de la física, la química, la biología y la medicina. Se basa en la absorción de radiación electromagnética de alta frecuencia por parte de sustancias paramagnéticas en presencia de un campo magnético externo en el cual los estados de spin de los electrones se desdoblan.

La resonancia de spin electrónico está limitada a sustancias paramagnéticas ya que en ellas los impulsos angulares orbitales y los spins de los electrones se suman en un impulso angular total distinto de cero. Son particularmente adecuadas, por ejemplo, las uniones en que los átomos no tienen completas sus órbitas internas (metales de transición, tierras raras), las moléculas orgánicas (radicales libres) que contienen electrones no apareados, o los cristales con huecos en su estructura reticular en un estado paramagnético.

El impulso angular total \vec{J} está relacionado con el momento magnético

$$\vec{\mu}_J = -g_J \cdot \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot \vec{J} \quad (I).$$

$$\left(\mu_B = \frac{\hbar \cdot e}{2 \cdot m_e}, \hbar = \frac{h}{2\pi}, \mu_B: \text{ magnetón de Bohr},\right)$$

h : constante de Planck, g_J : factor de Landé, m_e : masa del electrón, e : carga elemental)

En un campo magnético \vec{B}_0 , el momento magnético $\vec{\mu}_J$ adquiere la energía potencial

$$E = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B}_0 \quad (II).$$

Esta energía está cuantizada, ya que el momento magnético y el impulso angular total sólo pueden admitir determinadas orientaciones discretas respecto del campo magnético. Cada orientación del impulso angular corresponde a un estado de determinada energía potencial en el campo magnético. Para la componente J_z del impulso angular total, paralela al campo magnético, se tiene

$$J_z = \hbar \cdot m_J \text{ con } m_J = -J, -(J-1), \dots, J \quad (III).$$

donde el número cuántico de impulso angular J vale n ó $n + 1/2$ (donde n es un número entero), esto es, la energía potencial se desdobla en niveles discretos de Zeeman

$$E = g_J \cdot \mu_B \cdot B_0 \cdot m_J \text{ con } m_J = -J, -(J-1), \dots, J \quad (IV)$$

Con el método de la resonancia de spin electrónico puede medirse el desdoblamiento de energía directamente. Para ello se aplica, normal al campo magnético estático \vec{B}_0 , un campo magnético variable de alta frecuencia

$$\vec{B}_1 = \vec{B}_{HF} \cdot \sin(2\pi\nu \cdot t)$$

sobre la muestra. Si la energía irradiada $h \cdot \nu$ se corresponde con la diferencia de energía ΔE entre dos niveles de energía contiguos, o sea, si se cumplen las condiciones

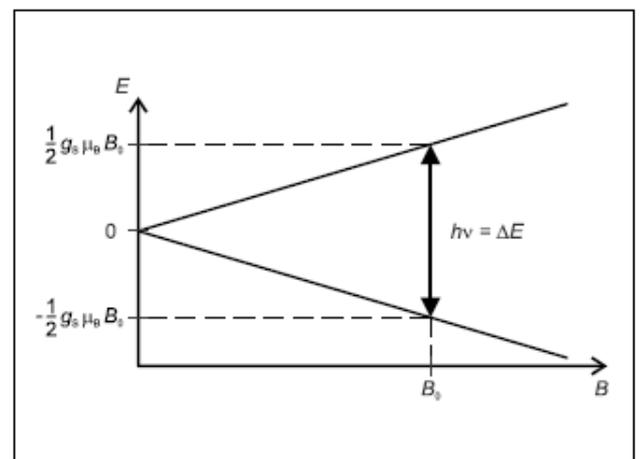
$$\Delta m_J = \pm 1 \quad (V)$$

y

$$h \cdot \nu = \Delta E = g_J \cdot \mu_B \cdot B_0 \quad (VI)$$

entonces el campo variable produce un desdoblamiento de los momentos magnéticos en el campo magnético B_0 de un estado al otro. Dicho de otra manera, se inducen transiciones

Fig. 1 Desdoblamiento de la energía del electrón libre en un campo magnético, y condición de resonancia para la resonancia de spin electrónico



Equipo	
1 aparato básico para RSE	514 55
1 unidad de operación para RSE	514 57
1 par de bobinas de Helmholtz	555 06
1 osciloscopio de dos canales 303	575 211
2 cables para mediciones BNC/4 mm	575 24
1 amperímetro, $I \leq 3$ A p. ej.	531 100
3 bases	300 11
Cables	

entre los niveles de energía contiguos y aparece el efecto de resonancia, que se evidencia en la absorción de energía del campo magnético variable aplicado a la muestra.

En numerosas uniones, el impulso angular orbital juega un papel subalterno y las observaciones pueden limitarse al spin de los electrones. En la figura 1 se muestra la situación, por razones de sencillez, para el caso de un electrón libre: Aquí, el impulso angular total es el spin \vec{s} del electrón. El número cuántico del impulso angular es

$$J = s = \frac{1}{2}$$

y el factor de Landé toma el valor

$$g_J = g_s \approx 2,0023.$$

En el campo magnético, la energía del electrón se desdobra en sendos niveles

$$E = g_s \cdot \mu_B \cdot B_0 \cdot m_s \text{ con } m_s = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \quad \text{(IVa)}$$

que corresponden respectivamente a la configuración del spin electrónico paralelo y antiparalelo al campo magnético. Con la transición entre ambos niveles, la regla de selección (V) queda automáticamente cumplida: La condición de resonancia es, análogamente a (IV),

$$h \cdot \nu = g_s \cdot \mu_B \cdot B_0 \quad \text{(VIa)}$$

Si ahora se mide, por ejemplo, la energía absorbida al campo variable aplicado, con frecuencia constante ν , en función de la inducción magnética B_0 , se obtiene una línea de absorción con un ancho total a la mitad del máximo de δB_0 . Este ancho de la línea en un campo magnético homogéneo, es, en su caso más sencillo, expresión de incertidumbre δE de la transición. Para la incertidumbre se tiene la relación

$$\delta E \cdot T \geq \frac{\hbar}{2} \quad \text{(VII)}$$

donde T es el tiempo de vida del nivel. Debido a (V) se tiene

$$\delta E = g \cdot \mu_B \cdot \delta B_0 \quad \text{(VIII)}$$

con lo cual es independiente de la frecuencia de resonancia ν

$$\delta B_0 = \frac{\hbar}{2 \cdot g_J \cdot \mu_B \cdot T} \quad \text{(IX)}$$

También se estudia la posición y el ancho de las líneas de absorción en el espectro RSE de la muestra analizada:

De la posición, y teniendo en cuenta (VI), se determina el factor de Landé g_J de la muestra. Éste vale, para un átomo o ión libre, entre $g_J = 1$, que se obtiene para un magnetismo orbital puro, y $g_J \approx 2,0023$ para un magnetismo de spin puro. No obstante, en verdad, los centros paramagnéticos analizados por el método de resonancia de spin electrónico no son libres.

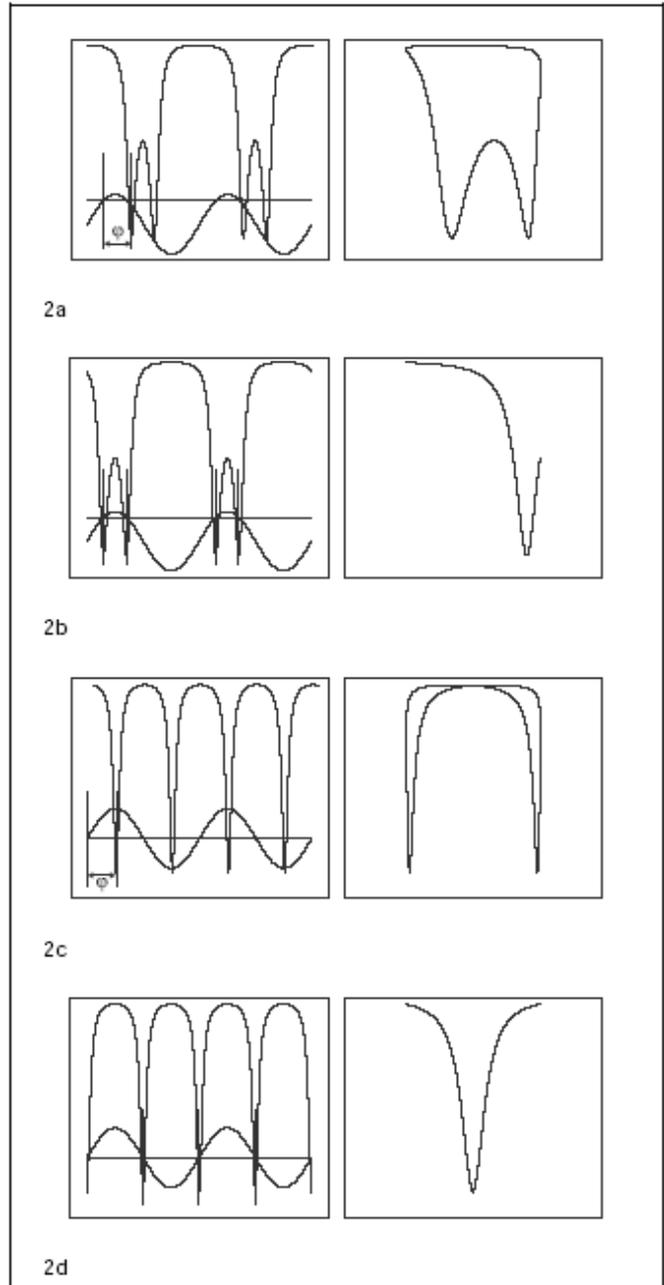


Fig. 2 Imagen de osciloscopio de la señal de medición (Y ó I) y del campo magnético modulado (X ó II) izquierda: representación en dos canales con el canal II acoplado en CC, derecha: representación XY con el canal II acoplado en CA

- 2a corrimiento de fase no corregido φ , campo constante extremadamente débil B_0
- 2b corrimiento de fase corregido φ , campo constante extremadamente débil B_0
- 2c corrimiento de fase no corregido φ , campo magnético adecuado B_0
- 2d corrimiento de fase corregido φ , campo magnético adecuado B_0

Sobre ellos, ya sea que se encuentren en una red cristalina o en una solución, rodeados de una capa solvatada, actúan campos eléctricos y magnéticos fuertes generados por los átomos cercanos. Estos campos provocan un corrimiento de energía e influyen en el desdoblamiento electrónico de Zeeman. Así es como varía el valor del factor g, que frecuentemente se vuelve anisótropo, y en los espectros RSE aparece una estructura fina.

Esto permite sacar conclusiones del factor g con relación a las características de las uniones de electrones y a la constitución de la muestra analizada.

En base al ancho de las líneas pueden decirse algunas cosas sobre las propiedades dinámicas. El ancho de las líneas es (si no se toman en cuenta las estructuras finas no disueltas) determinado por varios procesos que dificultan la constitución de momentos magnéticos. Se llama relajación spin-spin a la interacción mutua de los momentos magnéticos orientados y relajación spin-red a la interacción de los momentos magnéticos con los campos eléctricos y magnéticos fluctuantes que son generados en cuerpos sólidos por las oscilaciones de la red o, en los líquidos, por el movimiento térmico de los átomos. En algunos casos, el ancho de las líneas es influida por la llamada interacción de intercambio, y cae a valores notoriamente menores de los que se podrían esperar en una interacción de los spins dipolo-dipolo pura.

Para las aplicaciones prácticas, los espectrómetros RSE trabajan fundamentalmente en frecuencias de aproximadamente 10 GHz (microondas, rayos x). Los campos magnéticos están en el orden de magnitud de 0,1 a 1 T. En el presente experimento, la inducción magnética B_0 es significativamente más débil. Ésta se consigue mediante las bobinas de Helmholtz y puede ajustarse, variando la corriente de dichas bobinas, entre 0 y 5 mT. A la corriente constante de las bobinas se acopla una corriente modulada en 50 Hz. Luego, el campo magnético B así modulado se compone de un campo constante B_0 y otro a 50 Hz, B_{mod} . La muestra se encuentra dentro de una bobina de alta frecuencia que es parte de un circuito oscilador de alto factor de calidad. El circuito oscilador es excitado por un oscilador variable de alta frecuencia con frecuencias entre 15 y 130 MHz.

Si se cumple la condición de resonancia (V), la muestra absorbe energía y el circuito oscilador es cargado. Como consecuencia de esto, varía la impedancia del circuito oscilador y la tensión en la bobina decrece. Esta tensión es rectificadora y amplificada, y se convierte así en la señal de medición.

La señal de medición aparece en la salida de la unidad de operación con un retardo respecto del campo magnético modulado. El retardo puede ser corregido en la unidad de operación mediante un corrimiento de fase. Un osciloscopio representa juntas, en el modo de funcionamiento XY, la señal de medición y la de resonancia, dada por una tensión proporcional al campo magnético. La señal de resonancia es simétrica si el campo constante B_0 cumple con la condición de resonancia, y si el corrimiento de fase φ entre la señal de medición y el campo magnético modulado está corregido (ver figura 2).

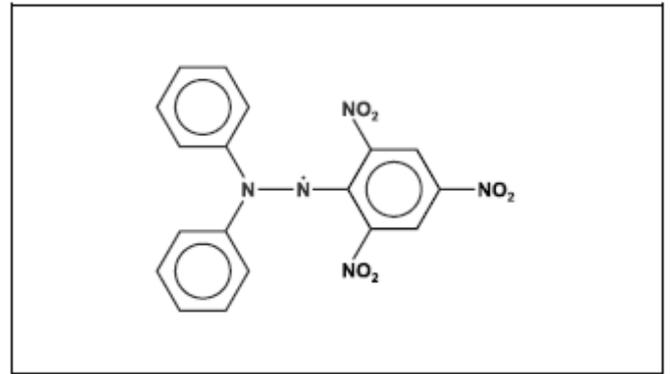


Fig. 3 Estructura química del 1,1-difenil-2-picril-hidracilo (DPPH)

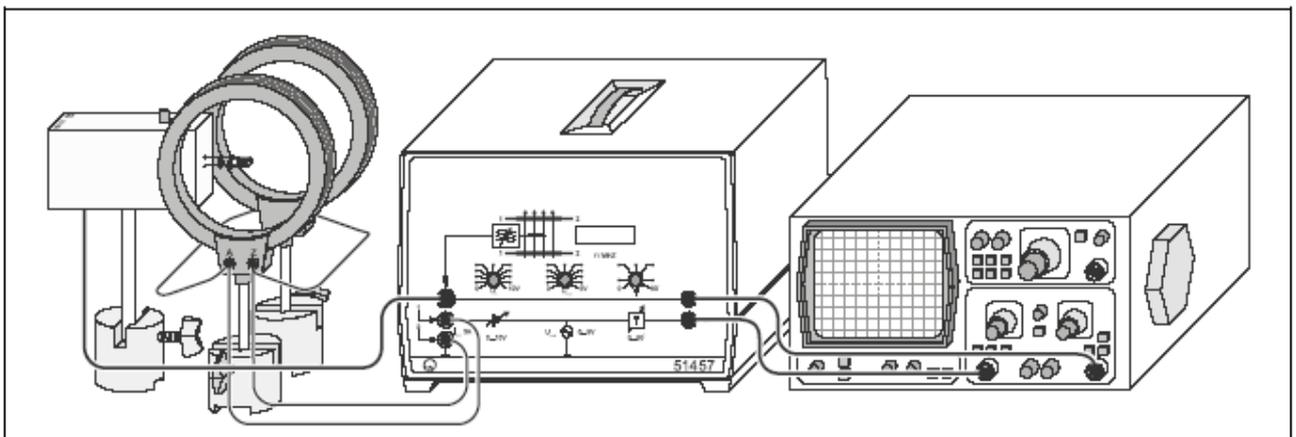
Como sustancia para la muestra se utiliza 1,1-difenil-2-picril-hidracilo (DPPH). Este compuesto orgánico es un radical libre relativamente estable que, en un átomo del puente de nitrógeno, muestra un electrón de valencia no apareado (ver figura 3). Su movimiento orbital es prácticamente amortiguado por la estructura de la molécula. Por ello, la molécula posee un factor g que corresponde casi al de un electrón libre. Esta sustancia en forma policristalina es muy apropiada para la demostración de la resonancia de spin electrónico, ya que posee una intensa línea RSE que, debido al estrechamiento del intercambio, tiene un ancho limitado.

Montaje

El montaje del experimento se muestra en las figuras 4 y 5.

- Ubicar las bobinas de Helmholtz paralelas entre sí a una distancia media de 6,8 cm (que corresponde al radio medio r).
- Conectar entre sí ambas bobinas de Helmholtz en paralelo y conectarlas luego en serie, mediante el amperímetro, a la unidad de operación RSE.
- Con el cable de 6 polos conectar el aparato básico RSE con la unidad de operación RSE.
- Mediante un cable BNC conectar la salida Y de la unidad de operación RSE al canal I del osciloscopio, y la salida X al canal II.

Fig. 4 Montaje del experimento para la resonancia de spin electrónico



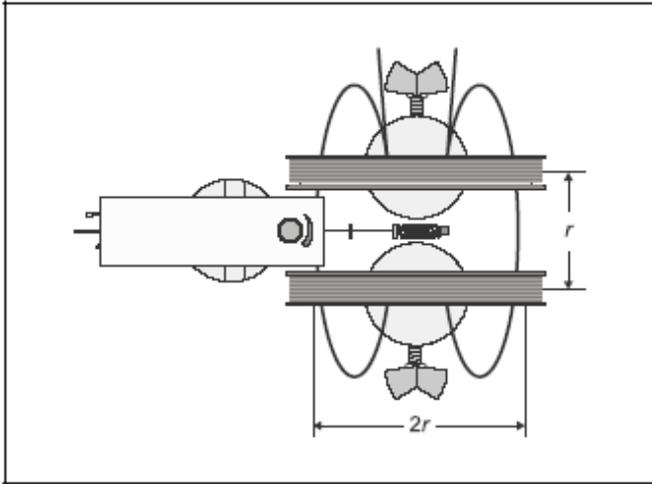


Fig. 5 Disposición de las bobinas de Helmholtz y del aparato básico de RSE, visto desde arriba

Determinación del ancho total a la mitad del máximo δB_0 :

- Operar el osciloscopio en modo de representación XY.
- Amplitud II: 0,5 V/cm CA
- Seleccionar nuevamente la condición de resonancia para $\nu = 50$ MHz (bobina intercambiable del medio).
- Variando la tensión de modulación U_{mod} , expandir la señal de resonancia en la dirección X hasta cubrir todo el ancho de la pantalla (10 cm).
- Seleccionar el modo de medición de corriente alterna del amperímetro y medir la intensidad de corriente efectiva $2 I_{mod}$ correspondiente a la tensión de modulación U_{mod} .
- Ampliar la escala del eje X y medir sobre la pantalla del osciloscopio el ancho ΔU de la señal de resonancia para la mitad de su máximo; luego anotar.

Realización

Determinación del campo magnético de resonancia B_0 :

- Enchufar la bobina intercambiable de 15-30 MHz y colocar la muestra de DPPH.
- Encender el aparato básico RSE y ubicarlo de manera que la bobina intercambiable junto con la muestra de DPPH queden en la mitad del par de bobinas de Helmholtz (ver figura 5).
- Seleccionar una frecuencia de resonancia $\nu = 15$ MHz.
- Llevar la amplitud de modulación U_{mod} al segundo grado de la escala.
- Llevar el corrimiento de fase a 0^0 .
- Operar con el osciloscopio en el modo de representación de dos canales.

Dual	uno
Base de tiempos	2 ms/cm
Amplitud I y II	0,5 V/cm CA
- Con la tensión U_0 elevar lentamente el campo constante de las bobinas de Helmholtz hasta que las señales de resonancia sean equidistantes (ver figura 3).
- Cambiar el modo del osciloscopio a representación XY y seleccionar un corrimiento de fase de forma que ambas señales de resonancia se superpongan (ver figura 3).
- Variar la tensión continua U_0 hasta que la señal de resonancia sea simétrica, procurando elegir una tensión de modulación lo más pequeña posible.
- Medir la corriente continua $2 I_0$ que atraviesa el par de bobinas de Helmholtz, y anotar esos valores junto con los de la frecuencia de resonancia ν .
- Elevar la frecuencia de resonancia ν en 5 MHz y cambiar la condición de resonancia elevando la tensión continua U_0 .
- Medir nuevamente la intensidad de corriente $2 I_0$ y anotar.
- Seguir elevando la frecuencia en intervalos de 5 MHz (a partir de 30 MHz usar la bobina intercambiable de 30–75 MHz, y a partir de 75 MHz, la bobina intercambiable de 75–130 MHz) y repetir las mediciones.

Ejemplo de medición

Determinación del campo magnético de resonancia B_0

En la tabla 1 se representa, para el caso de resonancia, la corriente $2 I_0$ que corre por las bobinas de Helmholtz conectadas en paralelo, en función de la frecuencia ν del campo variable.

Tabla 1: Intensidad de corriente $2 I_0$ en función de la frecuencia ν del campo variable

$\frac{\nu}{\text{MHz}}$	$\frac{2 \cdot I_0}{\text{A}}$	bobina intercambiable
15	0,26	pequeña
20	0,35	pequeña
25	0,44	pequeña
30	0,51	pequeña
30	0,51	mediana
35	0,60	mediana
40	0,69	mediana
45	0,77	mediana
50	0,86	mediana
55	0,94	mediana
60	1,00	mediana
65	1,10	mediana
70	1,20	mediana
75	1,30	mediana
75	1,30	grande
80	1,35	grande
85	1,45	grande
90	1,55	grande
95	1,60	grande
100	1,70	grande
105	1,80	grande
110	1,90	grande
115	1,95	grande
120	2,00	grande
125	2,10	grande
130	2,20	grande

Determinación del ancho total a la mitad del máximo δB_0 :

ancho total a la mitad del máximo leído:

$$\delta U = 2,9 \text{ cm} \cdot 0,2 \frac{\text{V}}{\text{cm}} = 0,58 \text{ V}$$

Calibración de la tensión U_{mod} :

$$U_{\text{mod}} = 10 \text{ cm} \cdot 0,5 \frac{\text{V}}{\text{cm}} = 5 \text{ V} \quad \text{corresponde a } 2 I_{\text{mod}} = 0,30 \text{ A}$$

(valor rms de la intensidad de corriente alterna)

Análisis

La inducción de campo magnético B de las bobinas de Helmholtz puede calcularse con la corriente I que atraviesa cada una de ellas:

$$B = \mu_0 \cdot \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{n}{r} \cdot I \quad \text{con: } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$$

(n : cantidad de vueltas por bobina, r : radio de la bobina)

$$\text{Con } n = 320 \text{ y } r = 6,8 \text{ cm se obtiene: } B = 4,23 \text{ mT} \cdot \frac{I}{\text{A}}$$

Determinación del campo magnético de resonancia B_0 :

En la tabla 2 se representan los valores de inducción magnética calculados de manera correspondiente.

Tabla 2: Inducción magnética en función de la frecuencia ν del campo variable

$\frac{\nu}{\text{MHz}}$	$\frac{B_0}{\text{mT}}$
15	0,55
20	0,74
25	0,93
30	1,08
35	1,27
40	1,46
45	1,63
50	1,82
55	1,99
60	2,12
65	2,33
70	2,54
75	2,75
80	2,86
85	3,07
90	3,28
95	3,38
100	3,60
105	3,81
110	4,02
115	4,12
120	4,23
125	4,44
130	4,65

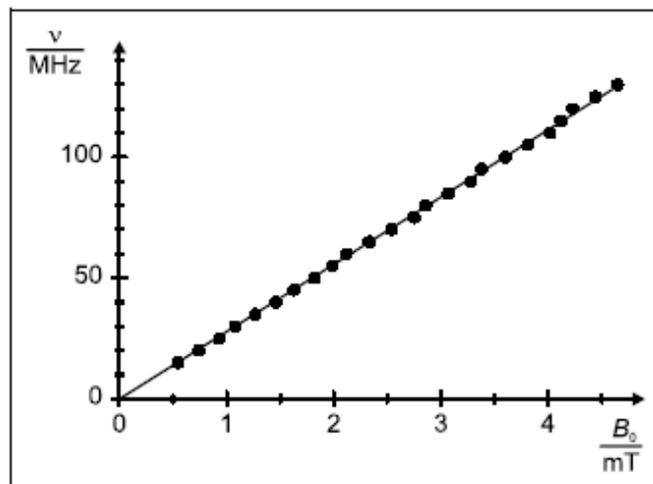


Fig. 6 Frecuencia de resonancia en función del campo magnético para DPPH

La figura 6 muestra una representación gráfica de los valores de medición. La pendiente de la recta que pasa por el centro de coordenadas vale

$$\frac{\nu}{B_0} = 27,8 \frac{\text{MHz}}{\text{mT}}$$

de aquí se deduce para el factor g :

$$g = \frac{h \cdot \nu}{\mu_B \cdot B_0} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js}^2}{9,273 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2} \cdot 27,8 \frac{\text{MHz}}{\text{mT}} = 1,99$$

Valor extraído de tablas: g (DPPH) = 2,0036.

Determinación del ancho total a la mitad del máximo δB_0 :

$$\delta I = \frac{\delta U}{U_{\text{mod}}} \cdot I_{\text{mod}} = \frac{0,58 \text{ V}}{5 \text{ V}} \cdot 0,15 \text{ A} \cdot 2 \cdot \sqrt{2} = 0,049 \text{ A}$$

Luego

$$\delta B_0 = 4,23 \text{ mT} \cdot \frac{\delta I}{\text{A}} = 0,21 \text{ mT}$$

Valor extraído de tablas:

$$\delta B_0 \text{ (DPPH)} = 0,15\text{--}0,81 \text{ mT}$$

El ancho de las líneas depende fuertemente del solvente desde el cual la sustancia volvió a cristalizar. El menor valor encontrado en tablas es el que corresponde al CS_2 como solvente.

Determinación de la velocidad de la luz en el aire a partir del recorrido y la duración de un pulso corto de luz

Objetivos del experimento

- Medición relativa de la duración t de un pulso corto de luz con un osciloscopio en función de la posición s del espejo de reflexión.
- Determinación de la velocidad de la luz en el aire en base a la pendiente del gráfico $s = f(t)$.
- Medición absoluta de la duración t de un pulso corto de luz con un osciloscopio para un dado recorrido de 2 s marcando el punto cero con un espejo de referencia.
- Determinación de la velocidad de la luz en el aire como cociente del recorrido y la duración.
- Calibrado de la medición de tiempo con una señal de oscilador con cristal de cuarzo.
- Medición absoluta de la duración t de un pulso corto de luz para un dado recorrido de 2 s marcando el punto cero con un espejo de referencia.
- Determinación de la velocidad de la luz en el aire como cociente del recorrido y la duración calibrada.

Fundamentos

El aparato para medir la velocidad de la luz emite, a través de un LED de alta potencia, pulsos muy cortos de luz roja de un ancho de aproximadamente 20 ns. Luego de su recorrido de ida y vuelta, de longitud conocida, los pulsos de luz son convertidos a pulsos de tensión y observados con un osciloscopio.

Recorrido de la luz:

La luz de la fuente luminosa, un LED rojo claro ($\lambda = 615 \text{ nm}$), atraviesa el aparato de medición de la velocidad de la luz por su ventana F_1 y es enfocada por la lente L en el infinito. El triple espejo grande T_1 hace que el haz vuelva nuevamente al LED por el mismo camino que de ida (ver figura 1).

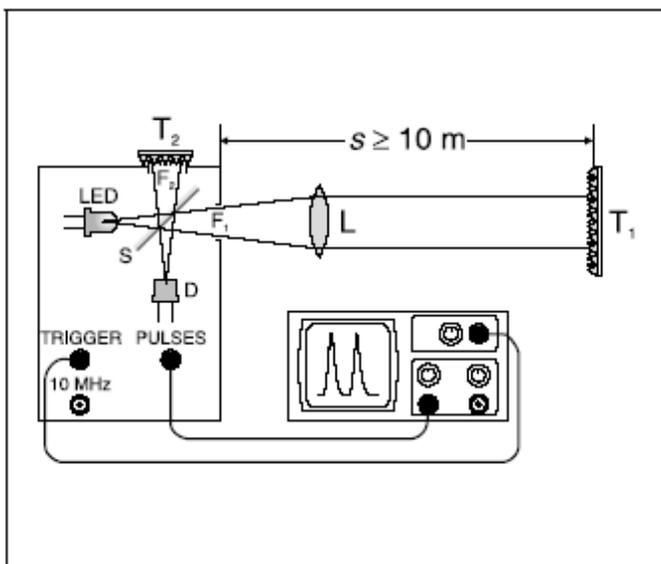
El divisor de haz S que está dentro del aparato de medición refleja hacia abajo la luz que vuelve en dirección al fotodiodo D . Al mismo tiempo refleja hacia arriba la mitad de la luz enviada, que sale por la segunda ventana F_2 . La marcha del haz hacia arriba es equivalente a la del que sale horizontalmente.

El triple espejo pequeño T_2 ubicado directamente sobre F_2 genera un pulso de referencia con un retardo despreciable y no interfiere con el rayo a medir.

Procedimiento de medición

Un pulso luminoso recorre un tramo de 10 m en un tiempo de aproximadamente 60 ns para la ida y la vuelta. La duración del pulso, de aproximadamente 20 ns, es apropiada a ese tiempo. El aparato para medir la velocidad de la luz permite el uso de un osciloscopio relativamente sencillo: Los pulsos de luz son enviados con una alta frecuencia de repetición de 40 KHz. Esto garantiza, también aprovechando la máxima velocidad de deflexión del osciloscopio, una claridad de señal suficiente sobre la pantalla del osciloscopio.

Fig. 1 Bosquejo del montaje para medir la velocidad de la luz con pulsos cortos de luz



Equipo

1 aparato medidor de la velocidad de la luz	476 50
1 fuente de alimentación 230 V/12V~	562 791
1 lente con montura, f = 200 mm	460 10
1 banco de óptica con perfil normal	p. ej. 460 32
2 soportes ópticos, H: 90 mm, B: 50 mm ...	460 352
1 osciloscopio de dos canales 303	575 211
3 cables para alta frecuencia, 1 m	501 02
1 escala de madera, 1 m	311 03
1 base de soporte grande en forma de V ..	300 01
1 varilla de soporte, 100 cm	300 44
1 manguito Leybold	301 01

Antes de disparar el pulso en el aparato para medir la velocidad de la luz, se da una señal de trigger para el triggerizado externo del osciloscopio. Es por eso que el pulso de tensión aparece entero en la pantalla del osciloscopio, si la duración del pulso de luz es despreciable, o sea, si el triple espejo se encuentra a mínima distancia delante de F_1 o sobre F_2 . En consecuencia, no se necesita usar un osciloscopio con línea de retardo.

Si se agranda la distancia del triple espejo grande respecto de la ventana de salida, el pulso se desplaza sobre la pantalla del osciloscopio hacia la derecha, como consecuencia de la mayor duración. La variación de la duración puede ser determinada en base a este desplazamiento. La velocidad de la luz se calcula como el cociente de la variación del tramo recorrido y la variación de la duración. Con ayuda del osciloscopio y usando el pulso de referencia con el triple espejo pequeño puede determinarse de manera absoluta la duración total. La velocidad de la luz se calcula en este caso como el cociente entre el tramo recorrido y la duración.

Para calibrar el tiempo de medición puede visualizarse en el osciloscopio, al mismo tiempo que la señal a medir, una señal de un oscilador con cristal de cuarzo. Dado que la señal del oscilador puede correrse más de un período respecto del impulso a medir, sus flancos pueden utilizarse de manera óptima como retículo de medición. Luego, la medición de tiempo es independiente de la base de tiempos del osciloscopio.

Montaje

El montaje del experimento se muestra en la figura 2.

Montaje mecánico y óptico:

- Ubicar el banco óptico sobre una mesa de altura adecuada y montar en él el aparato para medición de la velocidad de la luz, de manera que la ventana F_1 mire a la lente (ver figura 2).
- Ubicar la lente a aproximadamente 20 cm del aparato de medición de la velocidad de la luz con su centro a la altura de la ventana F_1 .

- Asegurar el triple espejo grande sobre la base de soporte (ver figura 2) y ubicarlo a unos metros del aparato. Ajustar los componentes de manera que el centro quede a la altura del eje óptico y la superficie del espejo aproximadamente perpendicular al eje óptico.

- Encender el aparato enchufando la fuente.

En caso de que, echando una mirada cercana al aparato y la lente, el triple espejo no se ilumine o lo haga sólo en sus bordes:

- Modificar levemente la dirección del haz orientando de manera lateral el banco óptico y, eventualmente, variando la altura de la lente hasta que el triple espejo reciba los rayos en su centro.

Conexión del osciloscopio:

- Conectar con el cable para alta frecuencia la salida "Pulsos" con el canal I del osciloscopio, y la salida "Trigger" con la entrada externa de trigger del osciloscopio.

Tabla 1: Configuración del osciloscopio, ejemplo para el osciloscopio de dos canales 303 (Número de catálogo 575 211)

Tipo de funcionamiento:	sólo canal I
Canal I:	CC, 5–100 mV/cm
Línea nula:	en el margen inferior de la pantalla
Triggerizado:	externo, CA, + (flanco creciente)
Nivel de trigger:	automático
Sensibilidad:	0,2 μ s/cm, cal
Atenuación X:	1 \times
Intensidad:	máxima

- Buscar, con la configuración del osciloscopio de la tabla 1, un pulso de tensión.
- Ubicar el triple espejo grande a la máxima distancia planeada para el experimento y optimizar la amplitud del pulso con pequeñas variaciones del ajuste óptico, en especial deslizando la lente sobre el banco óptico.
- Seleccionar una atenuación en el eje X de 10 \times .

Realización

a) Medición de duración en función de la posición del triple espejo:

- Ubicar el triple espejo grande a corta distancia del banco óptico y marcar su posición.
- Desplazar el máximo del pulso de tensión llevando la posición X a una línea reticular vertical en la zona izquierda de la pantalla del osciloscopio (ver figura 3, arriba).
- Interponer el triple espejo grande en la marcha del haz, medir el camino de desplazamiento s y anotar.
- Leer sobre la pantalla del osciloscopio el retardo t del pulso de tensión (ver figura 3, abajo) y anotar.
- Repetir las mediciones para otros desplazamientos s (ver tabla 2).

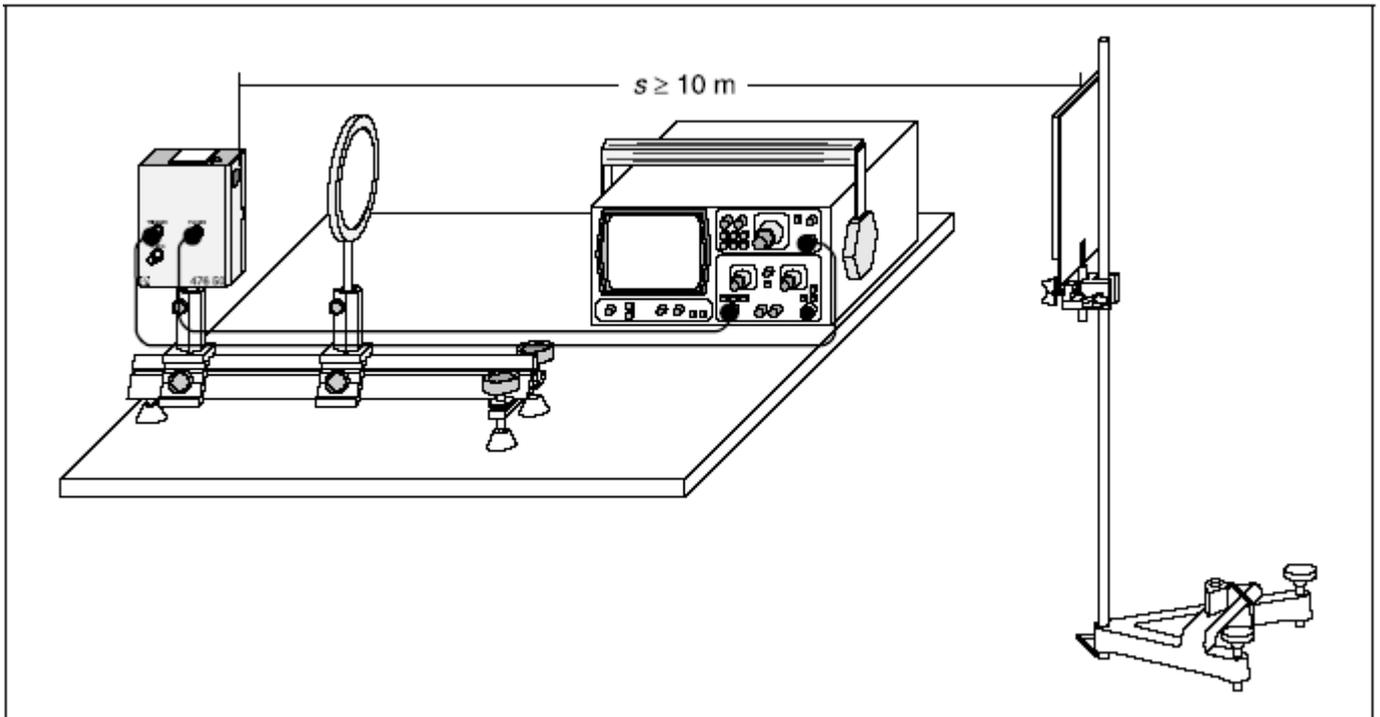


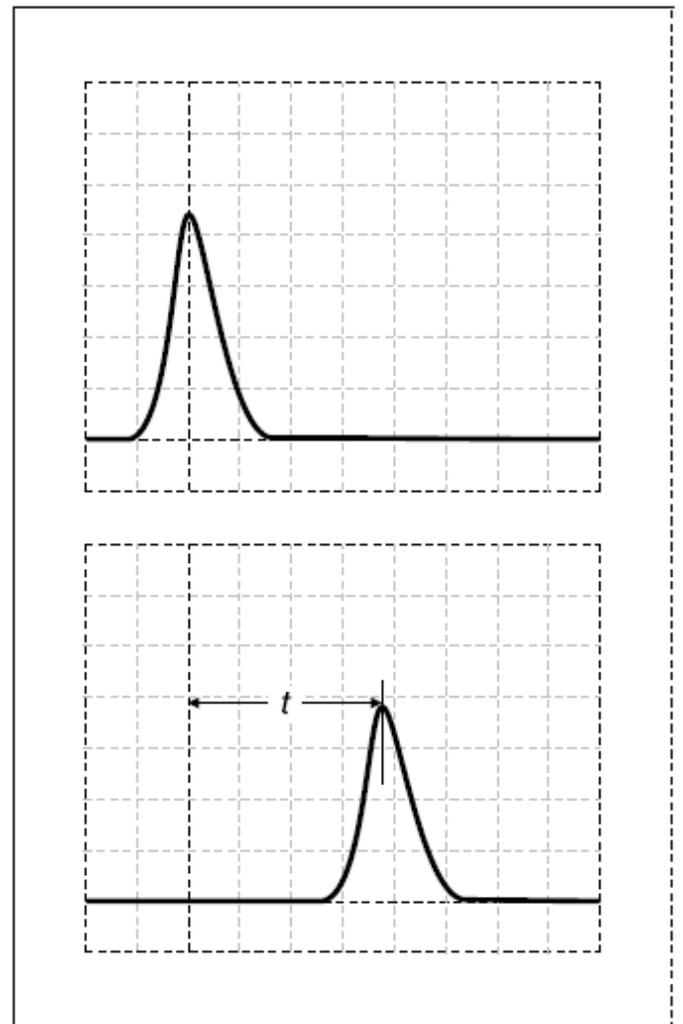
Fig. 2 Montaje del experimento para medir la velocidad de la luz

b) Medición de la duración con un espejo de referencia:

- Desplazar el montaje hacia el borde de la mesa, sondear con un ojo el borde vertical del aparato de medición de la velocidad de la luz y marcar la posición en el piso (ver figura 4).
- Mantener el triple espejo pequeño directamente delante de F_1 y correr el máximo del pulso de tensión llevando la posición X a una línea reticular vertical en la zona izquierda de la pantalla del osciloscopio.
- A continuación, ubicar el triple espejo pequeño en F_2 y cuidar que la posición del pulso de referencia no haya tenido modificaciones (igual camino de la luz).
- Interponer en la marcha del haz el triple espejo grande a, por lo menos, 10 m, de manera que pueda verse en la pantalla claramente distanciado el pulso de referencia del pulso a medir, como segunda señal.
- Desplazando el triple espejo pequeño sobre la abertura de la ventana llevar ambas señales a exactamente igual tamaño. Desplazar el flanco creciente del pulso de referencia de forma que intercepte la línea media en el punto de cruce con una línea vertical de retícula (ver figura 5).
- Leer la duración t en la intersección del segundo pulso con la línea media (ver figura 5) y anotar.

Indicación: La distancia temporal entre el pulso de referencia y el pulso a medir coincide, en la pantalla del osciloscopio, con la distancia entre dos flancos crecientes, si ambos pulsos tienen igual amplitud y la distancia es significativamente mayor al ancho del pulso.

- Marcar en el piso la posición del triple espejo grande, determinar la distancia s a la ventana F_1 y anotar (ver figura 4).

Fig. 3 Medición relativa de la duración t del pulso de luz

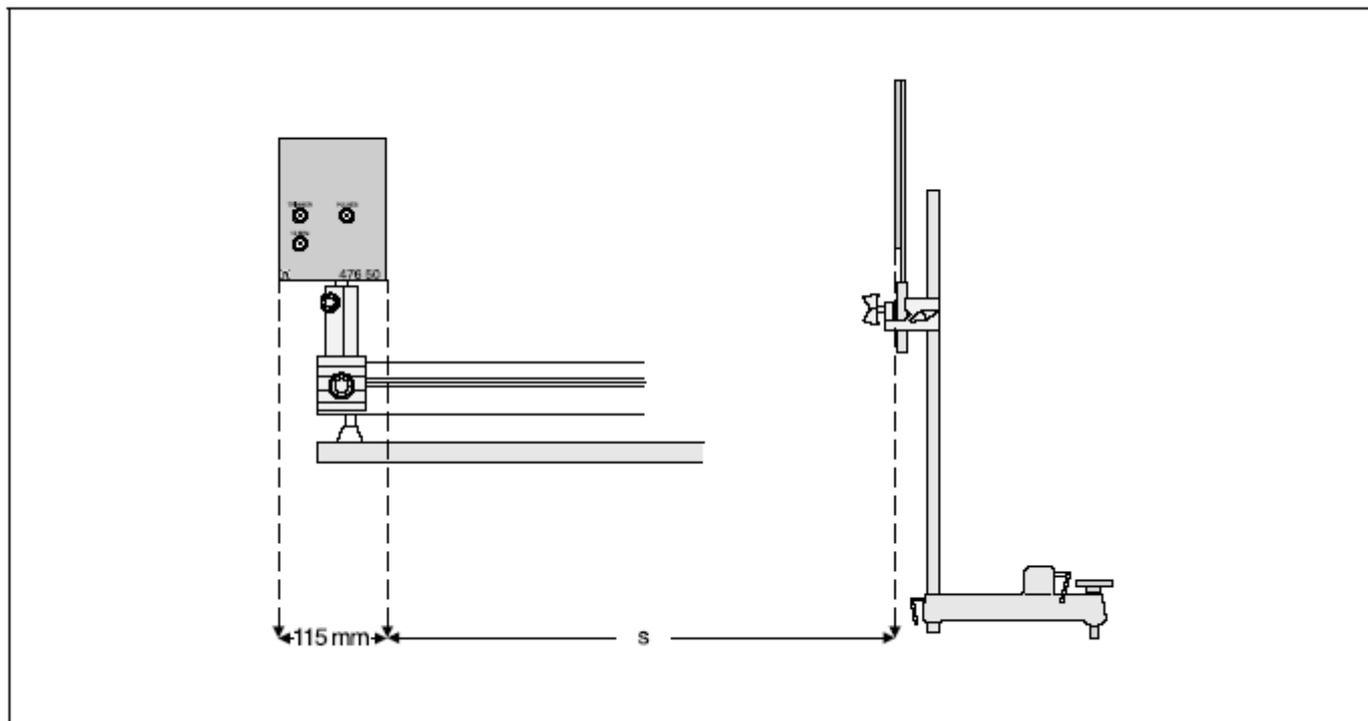


Fig. 4: Bosquejo para determinar la posición del aparato medidor de la velocidad de la luz y del triple espejo grande

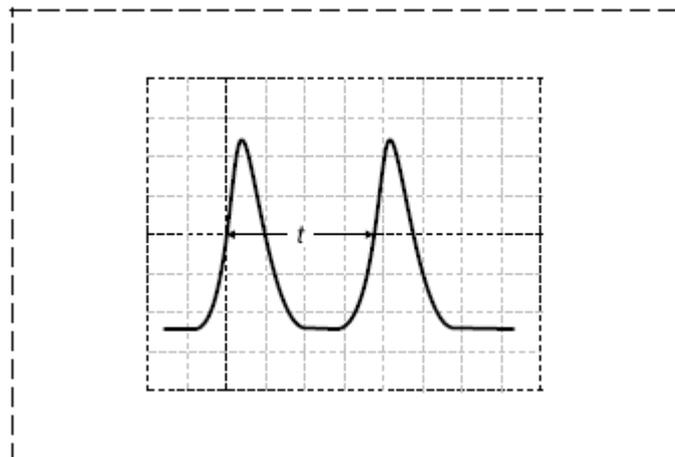


Fig. 5 Medición absoluta de la duración t del pulso de luz.

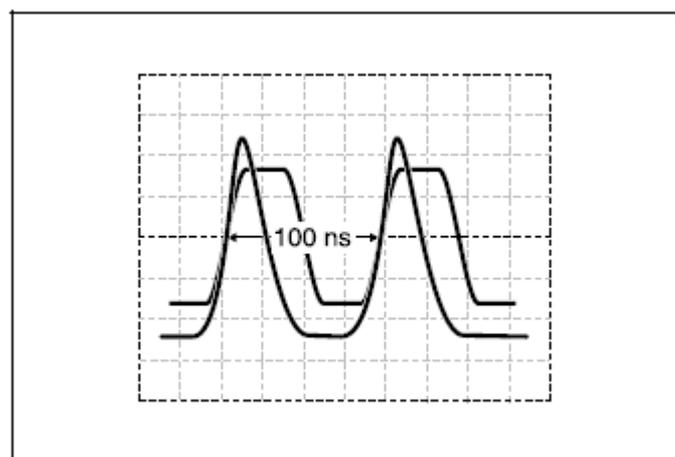


Fig. 6 Medición relativa de la duración t del pulso de luz con una base de tiempos calibrada externamente

c) Medición de la duración con una base de tiempos externa calibrada:

- Ubicar el triple espejo pequeño en F_2 e interponer en la marcha del haz el triple espejo grande a aproximadamente 15 m de distancia, de manera que puedan verse dos pulsos en la pantalla del osciloscopio.
- Seleccionar la máxima distancia posible entre pulsos.
- Igualar exactamente la altura de ambos pulsos desplazando el triple espejo pequeño sobre la ventana de abertura F_2 .
- Conectar con un cable de alta frecuencia la salida de 10 MHz del aparato de medición con el canal II del osciloscopio.
- Seleccionar el modo de dos canales (botón "Dual") y activar el canal II (AC, 0,1 V/cm), de manera que puedan verse al mismo tiempo los pulsos a medir y la señal del oscilador.
- Desplazar con el selector de fase del aparato de medición de velocidad de la luz la señal de 10 MHz hasta lograr que el flanco de subida del primer pulso de tensión se ubique exactamente sobre un flanco de subida de la señal de 10 MHz.
- Ajustar la distancia del triple espejo grande de manera que el flanco de subida del segundo pulso de tensión se ubique exactamente sobre el siguiente flanco de subida de la señal de 10 MHz (ver figura 6).
- Igualar exactamente la altura de los pulsos de tensión de ambos espejos triples ajustándolos o desajustándolos ópticamente. A continuación, volver a ajustar la posición de los flancos de subida.
- Marcar en el piso la posición del aparato de medición y del triple espejo grande (para ello, controlar con un ojo el borde vertical del aparato), medir la distancia s del triple espejo grande respecto de la ventana F_1 y anotar (ver figura 4).

Ejemplo de medición**a) Medición de la duración en función de la posición del triple espejo:**

Tabla 2: Camino de desplazamiento s del triple espejo grande y duración del recorrido del pulso de luz.

$\frac{s}{m}$	$\frac{t}{ns}$
0,0	0
3,0	20
6,0	41
9,0	60
12,0	81
15,0	101
18,0	122

b) Medición de la duración con un espejo de referencia:

$s = 15,00 \text{ m}$, $t = 99 \text{ ns}$

c) Medición de la duración con una base de tiempos externa calibrada:

$s = 15,05 \text{ m}$

Análisis**a) Medición de la duración en función de la posición del triple espejo:**

En la figura 6 se visualizan los valores de medición s en función de t . En base a la pendiente a de la recta que pasa por los valores de medición, se obtiene para la velocidad de la luz en el aire:

$$c = 2 \cdot a = 2,98 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

b) Medición de la duración con un espejo de referencia:

Del cociente de la distancia s y la duración t se obtiene, para la velocidad de la luz en el aire:

$$c = 2 \cdot \frac{s}{t} = 3,03 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

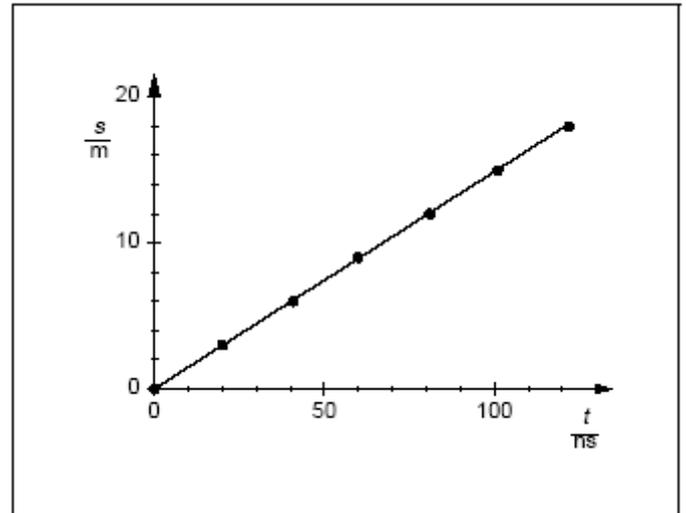


Fig. 7 Camino de desplazamiento s del triple espejo grande en función de la duración t del recorrido del pulso de luz

c) Medición de la duración con una base de tiempos externa calibrada:

La distancia s fue elegida precisamente con el fin de obtener una duración de recorrido del pulso de luz de 100 ns.

$$c = 2 \cdot \frac{s}{100 \text{ ns}} = 3,01 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

d) Comparación de los métodos:

Además de los errores de lectura que aparecen en todas las mediciones de tiempo, deberá tenerse en cuenta para a) y b) la precisión de la calibración de la sensibilidad del osciloscopio. Para el osciloscopio de este trabajo, dicha precisión ronda el 3 %.

e) Valores de tabla:

Velocidad de la luz en el vacío:

$$c_0 = 2,998 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

Velocidad de la luz en el aire (velocidad de fase):

$$c = \frac{c_0}{n} = 2,997 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

(índice de refracción $n = 1,003$ en condiciones normales)

La velocidad de propagación de los pulsos de luz cortos en el aire corresponde exactamente a la velocidad de grupo de un paquete de ondas. No obstante, debido a la precisión de medición que se puede obtener, puede aquí no hacerse la diferencia entre velocidad de fase y velocidad de grupo.

Laboratorio 5

Radioactividad

5.1 Objetivos

1. Determinar el valor de la radiación de fondo en el laboratorio
2. Determinar si la ley del cuadrado inverso se aplica a la radiación emitida por sustancias radioactivas
3. Hallar la energía de decaimiento beta para la muestra Tl 204
4. Estudiar las características de absorción de rayos β .

5.2 Preinforme

1. ¿ A qué se denomina radioactividad ?
2. ¿Cuál es la diferencia entre radioactividad natural y radioactividad artificial?
3. ¿ Cuáles son los tipos de radiación emitidas por sustancias naturales.
4. ¿ Qué fuerza mantiene unidos los protones y neutrones en el núcleo del átomo y cuáles son sus características principales?
5. ¿ Cómo se define el tiempo de vida media de una sustancia radioactiva?
6. ¿ A qué se denomina radiación de fondo?

5.3 Materiales

- Contador de Radiación Leybold Didactic 575471 NA
- Tubo contador GEIGER Leybold Didactic 55901 (voltaje máximo 500 V)

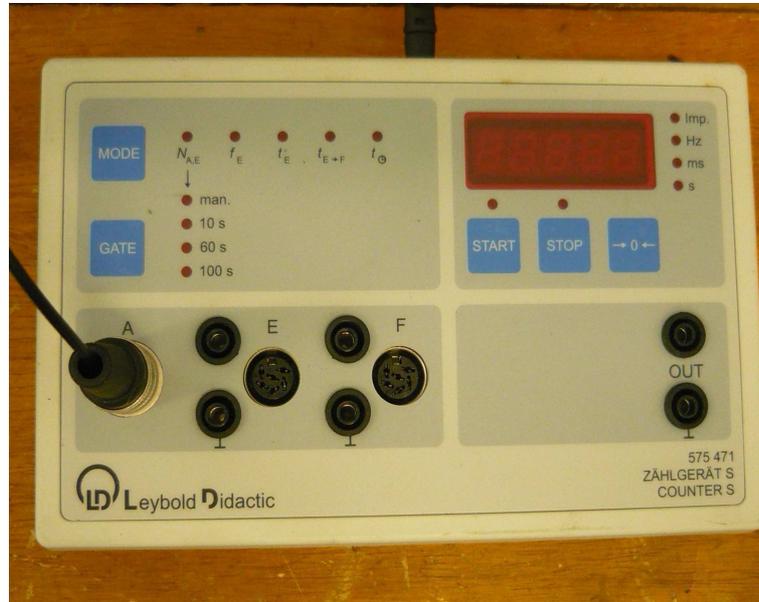


Figura 5.1: Equipo para medición de la radiación.

- Portamuestras
- Muestras Radioactivas de Cs-137, Tl-204, Sr-90
- Caja con absorbedores

5.4 Precauciones

- Conservar las muestras en la caja de plomo.
- Evitar quitar el protector del tubo.

5.5 Fundamento Teórico

La física nuclear tuvo su origen en 1896. En ese año, Henri Becquerel (1852-1908) hizo un descubrimiento importante: en sus estudios de fosforescencia, encontró que cierto material (el cual contenía uranio) oscurecía una placa fotográfica incluso cuando ésta se cubría para que no incidiera la luz sobre ella. Era claro que el material emitía una nueva clase de radiación que, a diferencia de los rayos X, ocurría sin necesidad de estímulo externo. Este nuevo fenómeno llegó a ser conocido como **Radioactividad**.

Después del descubrimiento de Becquerel, Marie Curie (1867-1934) y su esposo Pierre Curie (1859-1906), aislaron dos elementos anteriormente desconocidos los cuales eran altamente radioactivos. Estos elementos fueron llamados Polonio y Radio. Otros elementos radioactivos fueron descubiertos en los siguientes años. Se encontró que la radioactividad no era afectada por los mas fuertes tratamientos físicos y químicos , incluyendo altas o bajas temperaturas y la acción de reactivos químicos. Era claro entonces que la fuente de la radioactividad yacía en el interior del átomo, debía emanar de su núcleo. Con el tiempo se entendió que la radioactividad es el resultado de la desintegración o el decaimiento de núcleos inestables. Ciertos isótopos no son estables bajo la acción de la fuerza nuclear, por lo tanto decaen emitiendo algún tipo de radiación o “rayos”.

Muchos isótopos inestables se encuentran en la naturaleza y a este tipo de radioactividad se le denomina “Radioactividad Natural”. Otros isótopos inestables pueden ser producidos en el laboratorio a través de reacciones nucleares, por lo tanto se dice que emiten “Radioactividad Artificial”. Rutherford y otros empezaron a estudiar la naturaleza de los rayos emitidos en la radioactividad alrededor de 1898. Ellos encontraron que estos rayos podían ser clasificados en tres clases dependiendo de su poder de penetración. Un tipo de radiación podía escasamente atravesar una hoja de papel. El segundo tipo podía traspasar hasta 3 mm de aluminio. El tercer tipo era extremadamente penetrante: podía atravesar varios centímetros de plomo y aún así detectarse al otro lado. Ellos denominaron a estos tipos de radiación alfa (α), beta (β) y gama (γ), respectivamente, siguiendo las tres primeras letras del alfabeto griego. Se encontró que cada tipo de radiación tenía diferente carga eléctrica y por lo tanto se deflectaba de forma diferente por un campo magnético, (ver fig. ??); los rayos α tienen carga positiva, los β carga negativa o positiva y los γ son neutros. Pronto se encontró que los tres tipos de radiación consistían de partículas familiares. Los rayos α son simplemente núcleos de átomos de Helio; es decir, un rayo α consiste en dos protones y de dos neutrones unidos entre sí. Los rayos beta son electrones (o positrones), idénticos a los que orbitan el núcleo (pero son creados en su interior). Los rayos gama son fotones de muy alta energía, aún más alta que la de los rayos X.

Si un cierto núcleo P decae por proceso radiactivo en un determinado núcleo D, a P se le conoce como núcleo padre y a D como núcleo hijo. Es razonable preguntarse si los rayos α , β y γ siempre forman parte del núcleo padre. Los experimentos han demostrado que no es así. Ya se sabe que para las partículas α , el núcleo padre ya contiene los protones y los neutrones de los cuales se forma la partícula; pero no hay evidencia que ella siempre exista como una entidad independiente dentro del volumen nuclear. En su lugar, hay cierta probabilidad para su formación y cierta probabilidad para su escape posterior del núcleo padre. En el caso de los rayos β y γ , jamás se encuentran como partículas dentro del núcleo; se crean durante las

transformaciones nucleares para luego escapar del nuevo núcleo.

La desintegración radioactiva de los núcleos puede ocurrir espontáneamente. Toda muestra radioactiva contiene una cantidad considerable de núcleos, cada uno de los cuales tiene la misma probabilidad de desintegrarse en cualquier intervalo de tiempo dado. El tiempo necesario para que se desintegre cierta fracción de los núcleos inicialmente presentes puede variar desde unos cuantos microsegundos hasta miles de millones de años dependiendo de la muestra. Sea N_0 el número de núcleos radioactivos presentes en una muestra en el tiempo $t = 0$, y N el número existente en un tiempo posterior t . La tasa o la razón de cambio a la cual un proceso de decaimiento particular ocurre en una muestra radioactiva viene dada por:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (5.1)$$

En la ecuación anterior λ se llama constante de decaimiento y el signo menos indica que N disminuye con el tiempo. Para hallar la expresión matemática para el cambio de N , se separan variables y se integra:

$$\begin{aligned} \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} &= -\lambda \int_0^t dt \\ \ln \left(\frac{N}{N_0} \right) &= -\lambda t \\ N &= N_0 e^{-\lambda t} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Esta ecuación indica que el número de núcleos radioactivos presentes en una muestra disminuye exponencialmente con el tiempo. El número de decaimientos por segundo se le conoce como actividad R de la muestra y viene dada por:

$$R = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = R_0 e^{-\lambda t} \quad (5.3)$$

En la ecuación anterior $R_0 = N_0 \lambda$ en $t = 0$. La unidad de actividad en el sistema internacional es el bequerel (Bq): $1Bq = 1decaimiento/s$. Otra unidad que se utiliza con frecuencia es el curie (Ci): $1Ci = 3,7 \times 10^{10}Bq$. Como el curie es una unidad bastante grande se acostumbra utilizar el milicurie y el microcurie.

5.6 Procedimiento

5.6.1 Operación de tubo GEIGER

El voltaje correcto de operación para el tubo Geiger-Mueller puede ser determinado experimentalmente usando algún tipo de fuente radioactiva. Un tubo funcionando

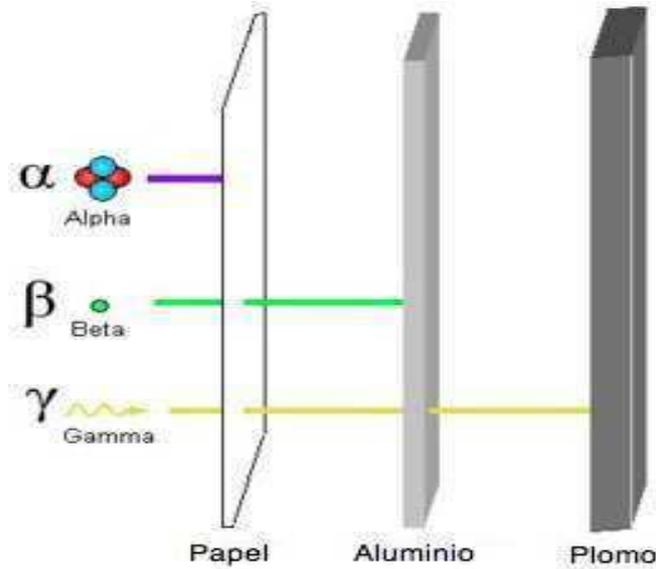


Figura 5.2: Esquema que ilustra la capacidad de penetración de las diferentes radiaciones α , β y γ .

correctamente debe exhibir un efecto de “plateau ” en donde el número de cuentas permanece constante sobre cierto rango de voltaje aplicado. El voltaje de operación del tubo es 500 V pero no está entre los objetivos de este experimento realizar el proceso para su determinación. Los siguientes pasos están encaminados a que el tubo opere correctamente:

1. Conecte el contador al adaptador y este a su vez a una toma de 110 V. ac. El contador se encenderá. Ubíquelo en la posición 100 s presionando la tecla MODE junto con la tecla GATE
2. Cerciórese que el tubo GEIGER este en la cápsula y conectado al contador.
3. Accione la tecla START para iniciar el conteo. Seleccione un tiempo de 100 segundos. El contador se detendrá automáticamente una vez transcurrido este tiempo.
4. Borre el display con la tecla $\rightarrow 0 \leftarrow$ antes de tomar un nuevo dato.

5.6.2 Radiación de fondo

La radiación de fondo está constituida por cierta variedad de radiación natural existente en el ambiente la cual es captada por el sensor causando errores en la medida de la radiación de muestras de baja actividad. Para obtenerla se debe

realizar el siguiente procedimiento:

1. Aleje todas las muestras del detector.
2. El portamuestras debe estar vacío.
3. Registre el número de cuentas durante 100 s con el portamuestras vacío. El LED encendido en STOP indica fin de conteo. Anote los datos.
4. Reiniciar nuevamente el conteo y repita las medidas dos veces más. Ubique los datos en una tabla.
5. Convierta la actividad encontrada en cuentas por minuto (CPM). Determine el promedio de las tres medidas para obtener la radiación de fondo en el laboratorio.

5.6.3 Ley del cuadrado inverso con la distancia

La intensidad de la luz emitida por una fuente puntual disminuye con el cuadrado inverso de la distancia a la fuente, esta es una ley general para las ondas electromagnéticas. Esta ley se cumple además en otras clases de fenómenos físicos. Puesto que los rayos emitidos por las sustancias radioactivas son análogos a los rayos de luz, uno esperaría que la ley del cuadrado inverso con la distancia se cumpla cuando la fuente se aleje del contador Geiger. Para determinarla utilice los siguientes pasos:

1. Tome la fuente de Tl-204, colóquela en el portamuestra y luego ubíquela en la ranura más baja de la base del contador
2. Seleccione el control en la posición de 100 s.
3. Registre el número de cuentas.
4. Repita el paso anterior cambiando el portamuestras para cada posición hasta llegar a la primera ranura.
5. Construya una tabla y convierta la actividad observada en CPM. Tenga presente descontar en cada caso el valor hallado de la radiación de fondo.
6. Graficar la actividad en CPM contra distancia de la muestra al detector.

5.6.4 Absorción de radiación y medición de la energía de decaimiento β

Cuando la radiación β es emitida por el núcleo atómico, puede tener un rango amplio de energías. La máxima energía asociada a una radiación β es un factor muy importante que ayuda a identificar el isótopo que la originó. Para determinar esta energía es necesario construir un gráfico del logaritmo natural de la actividad corregida R_c en CPM como función de la densidad del material absorbente. La información necesaria para la elaboración de la gráfica se obtiene de la manera siguiente:

1. Coloque la muestra de Tl-204 en el portamuestras y luego colóquela en la tercera ranura de arriba hacia abajo de la base del contador.
2. Verifique que el tiempo de conteo siga en 100 s
3. Inicie el conteo. El valor obtenido será el número de cuentas registradas sin el bloqueador (cuando no hay un bloqueador entre la muestra y el tubo GEIGER)
4. Se dispone de una caja de 20 bloqueadores de diferente densidad. Tome el bloqueador de 4.5 mg/cm^2 y colóquelo en la segunda ranura de arriba hacia abajo (ranura siguiente superior a la de la muestra)
5. Active y presione START en el contador. El resultado obtenido será el número de cuentas cuando la radiación es bloqueada durante un tiempo de 100 s
6. Repita lo anterior para cada bloqueador según el orden dispuesto hasta llegar al de Al con una densidad de 206 mg/cm^2
7. Ubique en una tabla de datos la actividad observada en CPM

5.7 Análisis

1. Calcule el valor promedio de la radiación de fondo en el laboratorio y recuerde de restarle este valor a cada uno de sus datos antes de graficar.
2. **Importante:** La incertidumbre para una medida de radioactividad de aproxima por la raíz cuadrada de la misma medida. Por ejemplo, la incertidumbre de una medida de 100 CPM es de ± 10 CPM. En los siguientes gráficos deben utilizar esta aproximación para dibujar las barras de incertidumbre en cada dato.

3. Con los datos de la subsección correspondiente a la ley del inverso del cuadrado, trace una gráfica de las actividades observadas en CPM en función del inverso de la distancia al cuadrado de la muestra al tubo GEIGER. Encuentre la ecuación que relaciona las variables. A partir del coeficiente de correlación calcule cual es el grado de confiabilidad en la suposición inicial de que la actividad decae según el inverso del cuadrado de la distancia. De su respuesta en porcentaje.
4. Con los datos correspondientes a la absorción de radiación β , trace una gráfica de el logaritmo de la actividad en el eje y en función de la densidad del bloqueador en el eje x . Trace la mejor recta posible entre los primeros puntos de tal forma que intercepte el eje x . Con la ecuación de esta recta, deduzca el valor de la densidad del bloqueador en el punto de intersección con x (llámelo D) y reemplácelo en la siguiente relación empírica para la energía de decaimiento β :

$$E_m = 1.84D + 0.212 \quad (5.4)$$

5. Compare el valor de E_m con su valor teórico. ($E_{mt} = 0,71MeV$)
6. Investigue cuál es la utilidad de conocer E_m .

Experimento de Franck-Hertz en mercurio

Registro con osciloscopio,
registrador x-y o punto por punto

Objetivos del experimento

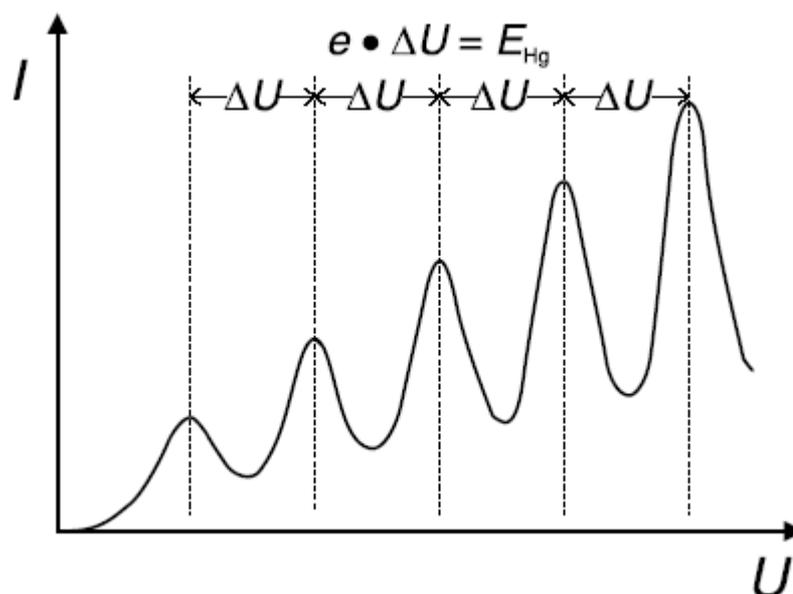
- Trazado de una curva de Franck-Hertz en mercurio.
- Medición de la entrega discontinua de los electrones libres en un choque inelástico
- Interpretación del resultado de las mediciones como absorción discreta de energía de los átomos de mercurio

Fundamentos

En 1914, James Franck y Gustav Hertz descubrieron que los electrones, al pasar por vapor de mercurio, perdían energía de manera discreta y emitían luz ultravioleta ($\lambda = 254 \text{ nm}$). Unos meses después, Niels Bohr encontró en dicho descubrimiento una prueba del modelo atómico por él desarrollado. Por este motivo, la experiencia de Franck - Hertz es un experimento clásico para la confirmación de la teoría cuántica.

En un tubo de vidrio donde previamente se practicó un vacío se encuentran átomos de mercurio a una presión de vapor de aproximadamente 15 hPa, que se mantiene constante regulando la temperatura. Se estudia aquí la pérdida de energía por parte de los electrones libres al dispersarse inelásticamente los átomos de mercurio, o sea, al sufrir éstos una excitación por colisión.

Corriente de electrones que fluye hacia el colector como función de la tensión de aceleración en el experimento de Franck-Hertz en mercurio (representación esquemática)



Equipo

1 tubo de Franck-Hertz, Hg	555 85
1 zócalo de conexión para el tubo de Franck-Hertz 555 85 con ficha múltiple ..	555 861
1 horno eléctrico, 220 V	555 81
1 unidad de operación de Franck-Hertz	555 88
1 sensor de temperatura NiCr - Ni	666 193

para optimizar la curva FH se recomienda:

1 osciloscopio de dos canales 303	575 211
2 cables para mediciones BNC/4 mm	575 24

para trazar la curva FH se recomienda:

1 registrador XY - Yt SR 720	575 663
cables	

El tubo de vidrio contiene un sistema cilíndrico y simétrico de cuatro electrodos (ver figura 1). A unas décimas de milímetro del cátodo K se encuentra, rodeándolo, el electrodo de control G_1 en forma de rejilla; a distancia un tanto mayor, rodeando a G_1 , una rejilla de aceleración G_2 , y, en torno a ésta, el electrodo colector A. El cátodo es calentado de manera indirecta a fin de evitar una diferencia de potencial a lo largo de K..

Del electrodo calentado salen los electrones que forman una nube de carga espacial. Éstos son atraídos por la tensión U_1 existente entre el cátodo y la rejilla G_1 . La corriente de emisión es prácticamente independiente de la tensión de aceleración U_2 entre las rejillas G_1 y G_2 , más allá de la inevitable transparencia de rejilla. Entre la rejilla G_2 y el colector A existe una tensión opuesta U_3 . Sólo los electrones con suficiente energía cinética llegan al electrodo colector y forman parte de la corriente de colector.

En el experimento, manteniendo constantes las tensiones U_1 y U_3 , se aumenta la tensión de aceleración U_2 desde 0 V hasta 30 V y se mide la correspondiente corriente de colector I_A . Ésta crece de manera similar a como ocurre en un tetrodo clásico, pero alcanza un máximo, si la energía cinética de los electrones poco antes de la rejilla G_2 llega a ser suficiente para ceder, por colisiones, la energía necesaria para excitar un átomo de mercurio ($E_{Hg} = 4,9$ eV). La corriente de colector disminuye drásticamente, dado que los electrones, tras colisionar, no pueden ya superar la tensión inversa U_3 .

Haciendo crecer la tensión de aceleración U_2 , los electrones alcanzan, a una distancia cada vez mayor de la rejilla G_2 , la energía necesaria para excitar los átomos de mercurio. Luego de la colisión son nuevamente acelerados y, con una tensión de aceleración suficiente, absorben por segunda vez tanta energía del campo eléctrico que pueden excitar un átomo de mercurio. La corriente de colector I_A llega así a un máximo y, para una tensión U_2 aún mayor, a nuevos máximos.

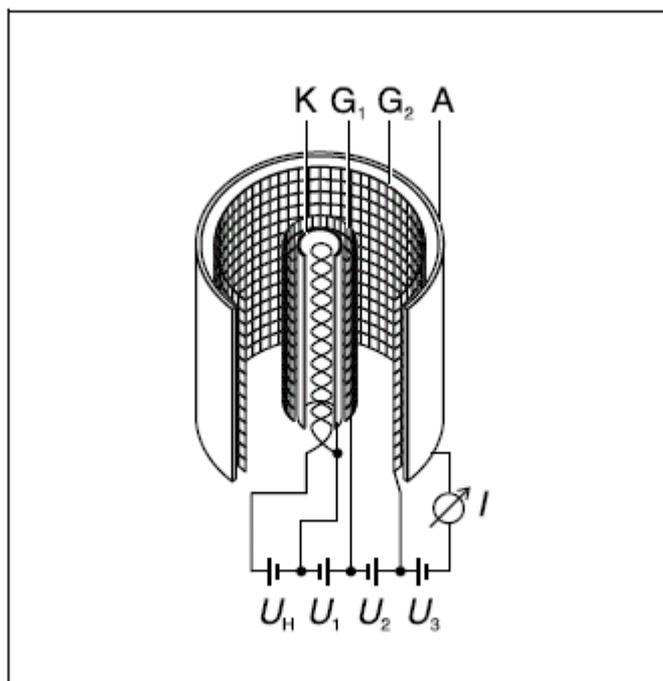


Fig. 1 Representación esquemática del tubo de Franck-Hertz con Hg

Advertencia

La curva de Franck-Hertz puede efectuarse en su totalidad con la mano.

Se recomienda utilizar un osciloscopio de dos canales para obtener una representación rápida y general a fin de, por ejemplo, optimizar los parámetros del experimento. No obstante, debe prestarse atención a que una imagen quieta del osciloscopio requiere para la tensión de aceleración una frecuencia de repetición para la cual las capacitancias del tubo de Franck-Hertz y del zócalo comienzan a tener influencia. La corriente necesaria para descargar los electrodos produce un pequeño corrimiento y una leve deformación de la curva de Franck-Hertz.

Para trazar la curva de Franck-Hertz se recomienda utilizar un registrador X-Y.

a) Medición manual:

- Con el selector seleccionar MAN y variar manualmente U_2 de forma pausada entre 0 y 30 V.
- Leer la tensión U_2 y la corriente I_A en el display; para ello cambiar en cada caso la modalidad con el selector.

b) Representación con osciloscopio:

- Unir la ficha hembra de salida $U_2/10$ con el canal II (0,5 V/DIV) y la ficha hembra de salida U_A con el canal I (2 V/DIV) del osciloscopio; seleccionar en el osciloscopio el modo X-Y.
- En la unidad de operaciones Franck-Hertz seleccionar "diente de sierra".
- Elegir la posición Y de forma que la parte superior de la curva pueda visualizarse por completo.

c) Trazado con el registrador X-Y:

- Unir las fichas hembra $U_2/10$ con la entrada X (0,2 V/cm CAL.), y U_A con la entrada Y (1 V/cm CAL.) del registrador X-Y.
- Seleccionar el modo RESET.

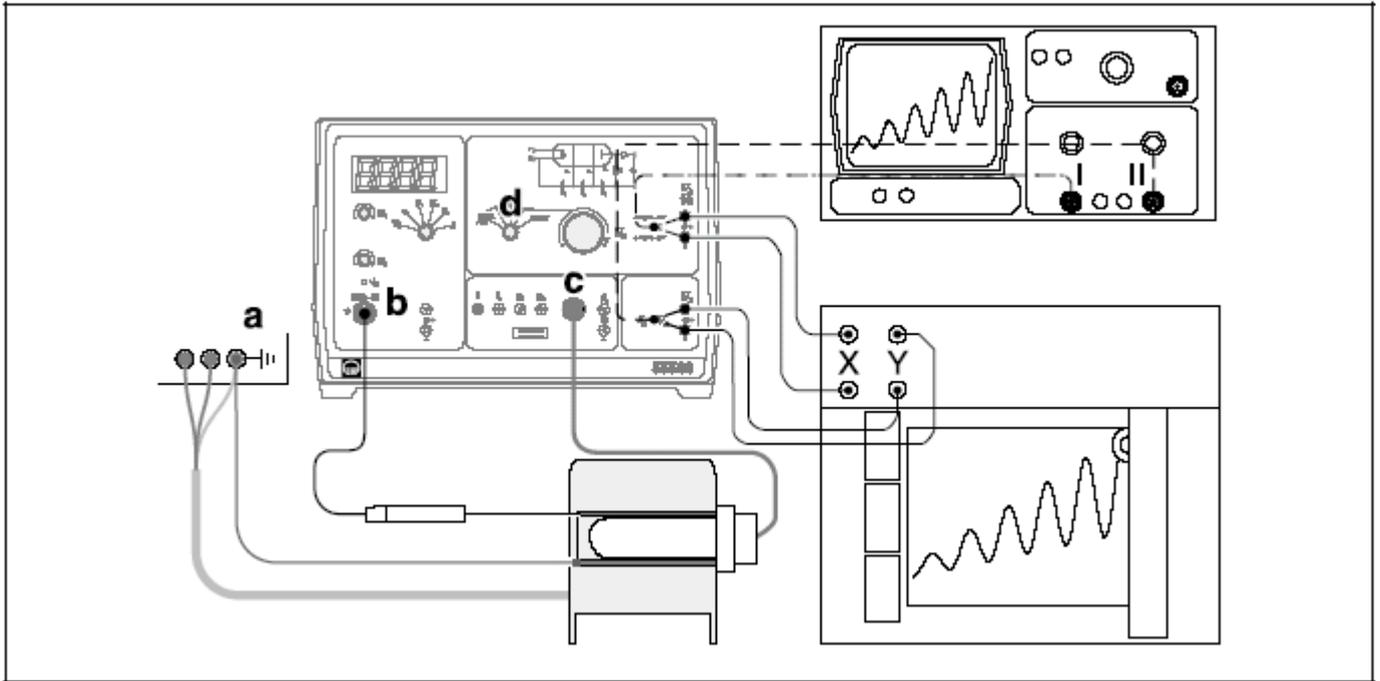


Fig. 2 Montaje del experimento de Franck-Hertz en mercurio

- Ajustar el punto cero del registrador en las direcciones X e Y, y marcar en el papel bajando brevemente el lápiz del registrador.
- Para realizar el trazado, seleccionar "Rampe" y bajar luego el lápiz del registrador.
- Luego de haber terminado el trazado levantar el lápiz del registrador y seleccionar RESET.

Montaje

El montaje del experimento se muestra en la figura 2.

Primero:

- Dejar apagada la unidad de operación.
- Conectar el horno del tubo a los casquillos de seguridad (a) de 4 mm situados en la parte trasera de la unidad de operación.
- Conectar el cable de cobre del tubo de cobre con la clavija de 4 mm a los casquillos de seguridad de color amarillo y verde (blindaje del tubo de Franck-Hertz contra la interferencia de campos).
- Conectar la clavija DIN del sensor de temperatura al casquillo (b) de la unidad de operación, y la clavija DIN del tubo de Franck-Hertz al casquillo (c).

Calentamiento:

Indicación:

Si no se tiene un buen contacto térmico del sensor de temperatura se medirá una temperatura del horno mucho menor y el tubo se calentará demasiado.

- Introducir el sensor de temperatura por el orificio en el horno hasta hacer tope en el agujero ciego del tubo de cobre y deslizar éste más el tubo de Franck-Hertz dentro del horno.
- Girar el selector (d) a RESET, y encender la unidad de operación (luego de unos pocos segundos cambia la indicación del LED, pasando, para el mercurio, de verde a rojo).
- Controlar el preajuste de $\vartheta_s = 180 \text{ }^\circ\text{C}$ y esperar hasta que se alcance la temperatura de funcionamiento (la indicación del LED cambia de rojo a verde, la temperatura ϑ alcanza primero un máximo y luego decrece hasta el valor final).

En el caso de que la indicación del display parpadee:

- Corregir los errores de montaje en la medición de temperatura (ver instrucciones de uso).

Optimización de la curva FH:

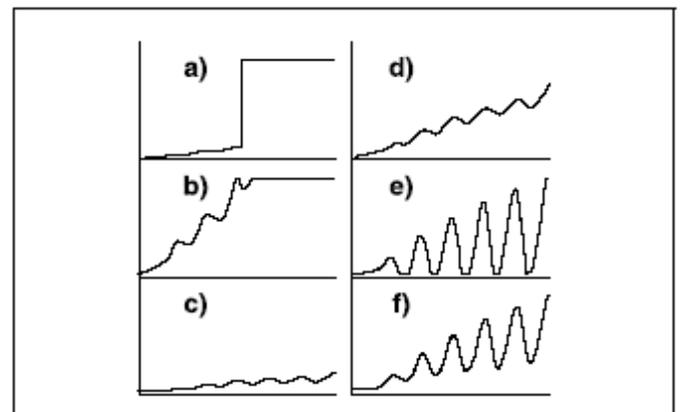
- Seleccionar $U_1 = 1,5 \text{ V}$ y $U_3 = 1,5 \text{ V}$, y trazar la curva de Franck-Hertz (ver advertencia).

a) Optimización de ϑ

En el caso de que la curva FH suba de manera abrupta (ver figura 3a) y se observe por el orificio del horno del tubo una descarga de gas en forma de brillo azul en el tubo FH:

- Llevar el selector inmediatamente a RESET y esperar hasta que se haya alcanzado la temperatura de funcionamiento.
- Elevar el valor de ajuste ϑ_s con el potenciómetro (por ejemplo, en $5 \text{ }^\circ\text{C}$) y esperar unos minutos hasta lograr un nuevo equilibrio térmico.

Fig. 3 Representación esquemática de la optimización de las curvas de Franck-Hertz mediante la elección adecuada de los parámetros ϑ , U_1 y U_3 .



b) Optimización de U_1 :

Una tensión U_1 mayor provoca una corriente electrónica de emisión más elevada.

En el caso de que la curva FH suba demasiado abruptamente, o sea, que ya por debajo de $U_2 = 30$ V sea alcanzada la capacidad de sobrecarga del amplificador de corriente y la curva FH sea recortada arriba (ver figura 3b):

- Reducir U_1 hasta que la pendiente de la curva corresponda a la figura 3d.

En caso de que la curva FH ascienda con demasiado poca pendiente, o sea, que la corriente de colector I_A permanezca por debajo de los 5 nA (ver figura 3c):

- Elevar U_1 (máximo: 4,8 V) hasta que la pendiente de la curva corresponda a la figura 3d.

En el caso de que la curva de Franck-Hertz permanezca demasiado aplanada a pesar del incremento de U_1 :

- Reducir con el potenciómetro el valor de ajuste ϑ_s para la temperatura del horno.

a) Optimización de U_3 :

Una tensión en sentido contrario U_3 de mayor valor hace que los máximos y mínimos de la curva de Franck-Hertz sean más marcados mientras que la corriente de colector se reduce.

En el caso de que los máximos y mínimos de la curva de Franck-Hertz no estén bien marcados (ver figura 3d):

- Elevar alternativamente primero la tensión U_3 (máximo: 4,5 V) y luego U_1 hasta alcanzar la forma de la curva de la figura Fig. 3f.

En el caso de que los mínimos de la curva de Franck-Hertz sean recortados abajo (ver figura 3e):

- Disminuir alternativamente primero la tensión U_3 (máximo: 4,5 V) y luego U_1 hasta alcanzar la forma de la curva de la figura Fig. 3f.

Realización

- Trazar la curva de Franck-Hertz (ver Advertencia).
- Eventualmente, a los fines de una mejor representación de los primeros máximos, aumentar la sensibilidad de la entrada Y y volver a trazar la curva.

Ejemplo de medición y análisis

$$U_1 = 1,58 \text{ V}$$

$$U_3 = 3,95 \text{ V}$$

$$\vartheta_s = 180 \text{ }^\circ\text{C}$$

A partir de la figura 4 se llega al valor de la distancia entre máximos sucesivos, por término medio

$$\Delta U_2 = 5,1 \text{ V},$$

que corresponde a una energía cedida de

$$\Delta E = 5,1 \text{ eV}.$$

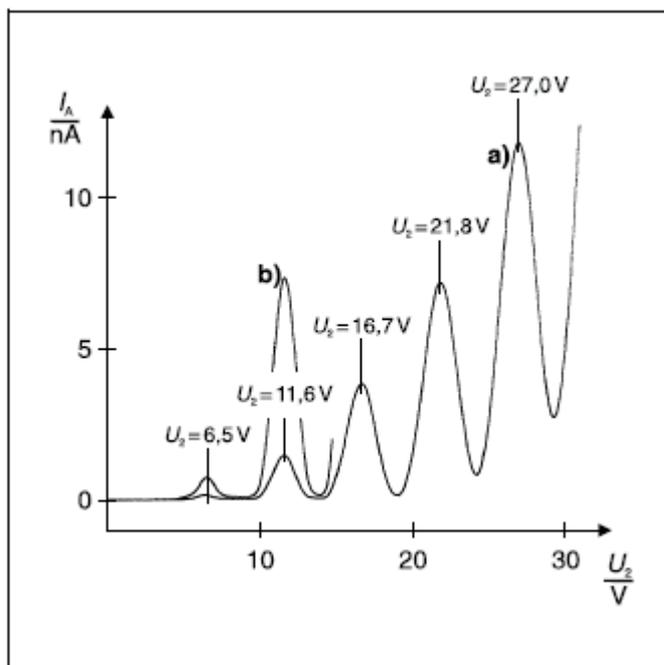


Fig. 4 a) Curva de Franck-Hertz en mercurio (trazada con el registrador XY),
b) Segmento con ordenada cinco veces mayor

Este valor puede compararse al extraído de tablas

$$E_{\text{Hg}} = 4,9 \text{ eV}$$

para la transición del estado fundamental $1S_0$ al primer estado $3P_1$ de los átomos de mercurio.

La energía cinética de los electrones en la rejilla G_2 se calcula partiendo de

$$E_{\text{cin}} = e \cdot (U_1 + U_2)$$

Por lo que se espera el primer máximo de la corriente de colector para $U_1 + U_2 = 4,9$ V, en la práctica se lo registra para $U_1 + U_2 = 8,1$ V. La diferencia entre ambos valores es la tensión de contacto que actúa entre el cátodo K y la rejilla G_2 .

Información adicional

La tensión de contacto se debe a varios efectos, entre los que pueden mencionarse:

La tensión de contacto propiamente dicha, que es provocada por los trabajos (para arrancar los electrones de la superficie) distintos para el material del cátodo y para el de la rejilla. Aquí juegan un papel importante las propiedades de emisión del cátodo de óxido mixto y la carga de gas o bien el recubrimiento de Hg en la rejilla.

Los electrones que salen del cátodo caliente poseen una velocidad inicial dependiente de la temperatura del cátodo.