P6 FÍSICA ATÓMICA Y NUCLEAR

P6.1 EXPERIMENTOS INTRODUCTORIOS 193

P6.2 CAPAS ATÓMICAS 198

P6.3 FÍSICA DE RAYOS X 207

P6.4 RADIOACTIVIDAD 218

P6.5 FÍSICA NUCLEAR 222

P6.6 FÍSICA CUÁNTICA 229

P6 FÍSICA ATÓMICA Y NUCLEAR

P6.1 EXPERIMENTOS INTRODUCTORIOS

P6.1.2	Experimento de Millikan	193
P6.1.3	Carga específica del electrón	194
P6.1.4	Constante de Planck	195-196
P6.1.5	Dualismo onda-partícula	197

P6.2 CAPAS ATÓMICAS

P6.2.1	Serie de Balmer del hidrógeno	198-199
P6.2.2	Espectros de emisión y absorción	200-202
P6.2.4	Experimento de Franck-Hertz	203-204
P6.2.6	Resonancia de espín electrónico (ESR)	205
P6.2.7	Efecto Zeeman normal	206

P6.3 FÍSICA DE RAYOS X

P6.3.1	Detección de rayos X	207-209
P6.3.2	Atenuación de rayos X	210
P6.3.3	Física de las capas atómicas	211
P6.3.5	Espectroscopia energética de rayos X	212
P6.3.6	Estructura de espectros de rayos X	213-214
P6.3.7	Efecto Compton en los rayos X	215
P6.3.8	Tomografía de rayos X	216-217

P6.4 RADIOACTIVIDAD

P6.4.1	Detección de radioactividad	218
P6.4.2	Distribución de Poisson	219
P6.4.3	Decaimiento radioactivo y vida media	220
P6.4.4	Atenuación de la radiación α, β y γ	221

P6.5 FÍSICA NUCLEAR

P6.5.1	Demostración de trayectorias de partículas	222
P6.5.2	Dispersión de Rutherford	223
P6.5.3	Resonancia magnética nuclear (RMN)	224
P6.5.4	Espectroscopía α	225
P6.5.5	Espectroscopía γ	226
P6.5.6	Efecto Compton	227
P6.5.7	Propiedades de la radiación de partículas	228

P6.6 FÍSICA CUÁNTICA

P6.6.1	Óptica cuántica	229
P6.6.2	Partículas	230

Determinación de la carga elemental eléctrica según Millikan y comprobación de la cuantización de la carga - Medición de la tensión de suspensión y la velocidad descenso (P6.1.2.1)

EXPERIMENTO DE MILLIKAN

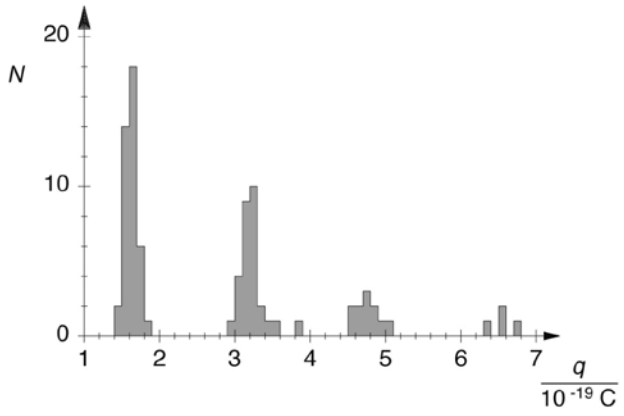
P6.1.2.1
Determinación de la carga elemental eléctrica según Millikan y comprobación de la cuantización de la carga - Medición de la tensión de suspensión y la velocidad descenso

P6.1.2.2
Determinación de la carga elemental eléctrica según Millikan y comprobación de la cuantización de la carga - Medición de la velocidad de ascenso y de la velocidad de descenso

P6.1.2.3
Determinación de la carga elemental eléctrica según Millikan y comprobación de la cuantización de la carga - Medición de la tensión de suspensión y la velocidad descenso con CASSY

P6.1.2.4
Determinación de la carga elemental eléctrica según Millikan y comprobación de la cuantización de la carga - Medición de la velocidad de ascenso y de la velocidad de descenso con CASSY

N° de cat.	Descripción	P6.1.2.1	P6.1.2.2	P6.1.2.3	P6.1.2.4
559 412	Aparato Millikan	1	1	1	1
559 421	Alimentación para el aparato de Millikan	1	1	1	1
575 471	Contador S	1	2		
501 46	Par de cables 100 cm, rojo/azul	2	3	3	3
501 461	Par de cables, 100 cm, negro	1	1	1	1
524 013	Sensor-CASSY 2			1	1
524 220	CASSY Lab 2			1	1
524 034	Unidad Timer			1	1
500 421	Cable de experimentación, 19A, 50 cm, rojo				1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)			1	1



Histograma para comprobar la naturaleza cuántica del cambio (P6.1.2.1-4)

A través del método de la gota de aceite, *R. A. Millikan* logró demostrar la naturaleza cuántica de minúsculas cantidades de electricidad en 1910. El logro suspender gotas de aceite cargadas mediante un campo eléctrico vertical proveniente de un condensador de placas, y, a partir del radio r y la intensidad de campo eléctrico E, pudo determinar la carga q de una gota suspendida:

$$q = \frac{4\pi}{3} \cdot r^3 \cdot \frac{\rho \cdot g}{E}$$

ρ: densidad del aceite

g: aceleratión de la gravedad

El descubrió además que la carga q solo aparece como un múltiplo exacto de la carga e del electrón. Sus experimentos son ejectuados en dos variantes.

En la primera variante, en los experimentos P6.1.2.1 y P6.1.2.3 se calcula el campo eléctrico

$$E = \frac{U}{d}$$

d: distancia entre placas

a partir de la tensión U en las placas del condensador, para la cual la gota de aceite observada apenas queda suspendida. Luego, para determinar el radio se mide el descenso de la velocidad v_1 de la gotita sin la presencia del campo eléctrico. Del equilibrio entre el peso y la fricción de Stokes se obtiene

$$\frac{4\pi}{3} \cdot r^3 \cdot \rho \cdot g = 6\pi \cdot r \cdot \eta \cdot v_1$$

η: viscosidad

En la segunda variante, en los experimentos P6.1.2.2 y P6.1.2.4 se observan las gotitas de aceite que no están exactamente suspendidas, sino que ascienden con una pequeña velocidad v_2. Para ellas se cumple

$$q \cdot \frac{U}{d} = \frac{4\pi}{3} \cdot r^3 \cdot \rho \cdot g + 6\pi \cdot r \cdot \eta \cdot v_2$$

Adicionalmente, se mide la velocidad del descenso v_1 como en los experimentos P6.1.2.1 y P6.1.2.3. La precisión en la medición de la carga q puede ser mejor haciendo subir y bajar varias veces a la gotita de aceite una distancia determinada midiendo los tiempos totales de subida y bajada.

CARGA ESPECÍFICA DEL ELECTRÓN

P6.1.3.1
Determinación de la carga específica del electrón

Determinación de la carga específica del electrón (P6.1.3.1)

N° de cat.	Descripción	P6.1.3.1
555 571	Tubo de rayo electrónico filiforme	1
555 581	Bobinas de Helmholtz con soporte	1
531 120	Multímetro LDanalog 20	2
521 651	Fuente de alimentación de tubo 0 ... 500 V	1
521 546	Fuente de alimentación de CC 0...16 V/0...5 A	1
311 78	Cinta métrica 2 m/1 mm	1
500 614	Cables de seguridad para experimentación, 25 cm, negros	3
500 624	Cables de seguridad para experimentación 50 cm, negros	3
500 644	Cables de seguridad para experimentación, 100 cm, negros	7
524 005W2	Mobile-CASSY 2 wifi	1*
524 0382	Sonda B axial S, ±1000 mT	1*
501 11	Cable de extensión, 15 polos	1*

* se requiere adicionalmente

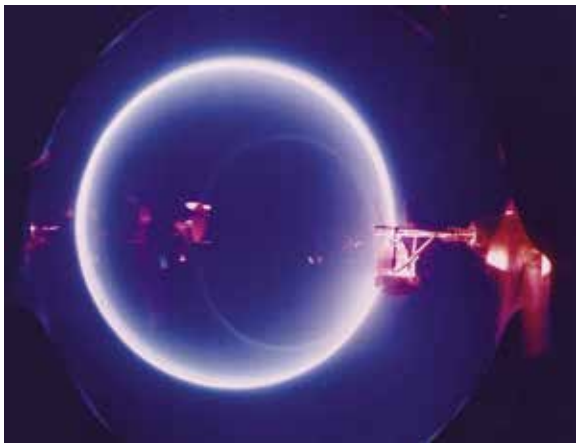
La masa m_e del electrón es muy difícil de medir en un experimento. Mucho más simple es determinar la carga específica del electrón

$$\varepsilon = \frac{e}{m_e}$$

a partir de la masa m_e conociéndose la carga elemental e.

En el experimento P6.1.3.1 para determinar la carga específica del electrón se desvía un haz de electrones en un campo magnético homogéneo para obtener una trayectoria circular cerrada. En función de la tensión de aceleración U se determina el campo magnético B que obliga a los electrones desplazarse en una trayectoria circular de radio$r$. La fuerza de Lorentz causada por el campo magnético actúa como fuerza centrípeta. Esta depende de la velocidad de los electrones que a su vez está determinada por la tensión de aceleración. La carga específica del electrón se puede calcular a partir de las magnitudes U, B y r según la expresión:

$$\frac{e}{m_e} = 2 \cdot \frac{U}{B^2 \cdot r^2}$$



Trayectoria circular de los electrones en el tubo de rayo electrónico filiforme (P6.1.3.1)

Determinación de la constante de Planck - Descomposición en longitudes de onda con un prisma de visión directa sobre el banco óptico (P6.1.4.2)

CONSTANTE DE PLANCK

P6.1.4.2
Determinación de la constante de Planck - Descomposición en longitudes de onda con un prisma de visión directa sobre el banco óptico

P6.1.4.3
Determinación de la constante de Planck - Selección de la longitud de onda con filtros de interferencia sobre el banco óptico

N° de cat.	Descripción	P6.1.4.2	P6.1.4.3
558 77	Célula fotoeléctrica para la constante de h	1	1
558 791	Montura para célula fotoeléctrica	1	1
460 317	Banco óptico, S1 pérfil, 0,5 m	2	1
460 3151	Manguito giratorio con escala	1	
460 311	Jinetillo óptico con mordaza 45/65	2	1
460 3112	Abrazadera tipo jinete de 75/65	5	4
460 02	Lente en montura f = +50 mm	1	
460 08	Lente en montura f = +150 mm	2	
461 62	Juego de 2 diafragmas con rendijas	1	
460 22	Soporte con muelles	1	
460 14	Rendija variable	1	
466 05	Prisma de visión directa	1	
466 04	Soporte para prisma de visión directa	1	
451 15	Lámpara de mercurio de alta presión	1	1
451 195	Unidad de alimentación para lámpara de m	1	1
532 14	Amplificador de electrómetro	1	1
562 791	Adaptador de alimentación, 12 V CA	1	1
578 22	Condensador 100 pF	1	1
579 10	Pulsador (NO), monopolar	1	1
590 011	Enchufe de sujeción	2	2
531 120	Multímetro LDanalog 20	1	1
501 10	Unión recta, BNC	1	1
501 09	Adaptador BNC/4 mm, monopolar	1	1
340 89	Enchufe de acoplamiento 4 mm	1	1
502 04	Caja de tomacorrientes	1	1
501 45	Cables, 50 cm, rojo/azul, par	1	1
500 440	Cable de experimentación 100 cm amarillo	2	2
468 41	Soporte vastago para filtros de interfer		1
468 401	Filtro de interferencia, 578 nm		1
468 402	Filtro de interferencia, 546 nm		1

N° de cat.	Descripción	P6.1.4.2	P6.1.4.3
468 403	Filtro de interferencia, 436 nm		1
468 406	Filtro de interferencia, 365 nm		1
460 03	Lente en montura f = +100 mm		1
460 26	Diafragma de iris		1
468 404	Filtro de interferencia, 405 nm		1*

* se requiere adicionalmente

Si incide luz de frecuencia &nu sobre el cátodo de una fotocelda, se liberan electrones. Una parte de los electrones alcanzan el ánodo y generan una corriente en el circuito de corriente exterior, que es compensada a cero al aplicarse una tensión inversa $U = -U_0$. La relación que se cumple aquí

$$e \cdot U_0 = h \cdot \nu - W \quad W\text{: trabajo de salida}$$

se utilizó por primera vez por *R. A. Millikan*para determinar la constante de Planck *h*.

Para determinar la constante de Planck con ayuda del efecto fotoeléctrico es importante que la luz de una sola línea espectral de la lámpara de mercurio de alta presión incida sobre el cátodo de la célula fotoeléctrica. Para seleccionar la longitud de onda se puede implementar un filtro de interferencia de banda muy estrecha en lugar del prisma de visión directa. El montaje óptico es mucho más simple y el ambiente de experimentación no necesita ser oscurecido. Además, la intensidad de la luz que incide sobre el cátodo puede ser variado con un diafragma de iris como diafragma espacial.

En el experimento P6.1.4.2 se trabaja con un montaje abierto sobre un banco óptico. La luz se descompone mediante un prisma de visión directa. Sobre el cátodo de la fotocelda cada vez incide sólo la luz de una línea espectral.

Para generar la tensión inversa *U* entre cátodo y ánodo de la fotocelda en el experimento P6.1.4.3 se utiliza el método del condensador.

Entre cátodo y ánodo de la fotocelda se ha conectado un condensador que se carga a través de la corriente anódica generando así una tensión inversa *U*. Tan pronto como la tensión inversa haya alcanzado el valor $-U_0$, la carga del condensador termina y la corriente del ánodo se hace cero. La medición de U_0 se realiza sin corriente con un electrómetro amplificador. *Nota:* Como alternativa, la tensión inversa *U* también puede tomarse de una fuente de tensión continua. Para una medición sensible de la corriente anódica se recomienda usar el amplificador I de medición *D* (véase P6.1.4.4).

CONSTANTE DE PLANCK

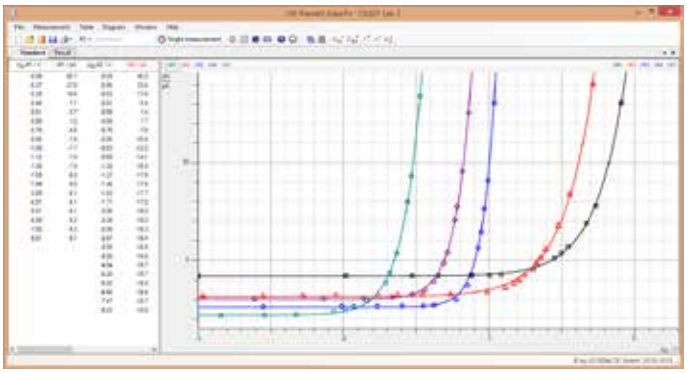
P6.1.4.4
Determining Planck's constant
- Recording the current-voltage characteristics, selection of wavelengths using interference filters on the optical bench

Determining Planck's constant - Recording the current-voltage characteristics, selection of wavelengths using interference filters on the optical bench (P6.1.4.4)

N° de cat.	Descripción	P6.1.4.4
558 77	Célula fotoeléctrica para la constante de h	1
558 791	Montura para célula fotoeléctrica	1
460 335	Banco óptico con perfil normal, 0,5 m	1
460 374	Jinetillo 90/50	2
460 375	Jinetillo 120/50	3
558 792	Rueda de filtros con diafragma de iris	1
468 401	Filtro de interferencia, 578 nm	1
468 402	Filtro de interferencia, 546 nm	1
468 403	Filtro de interferencia, 436 nm	1
468 404	Filtro de interferencia, 405 nm	1
468 406	Filtro de interferencia, 365 nm	1
460 03	Lente en montura f = +100 mm	1
460 26	Diafragma de iris	1
451 15	Lámpara de mercurio de alta presión	1
451 195	Unidad de alimentación para lámpara de m	1
532 00	Amplificador D de medida I	1
524 013	Sensor-CASSY 2	1
524 220	CASSY Lab 2	1
576 81	Tablero de conexiones casquillo de seguridad, 20/10	2
576 86	Soporte de celda mono STE 2/50	3
685 48	Pila 1,5 V JEC R20	3
577 93	Potenciometro de 10 pasos 1 kOhmios	1
579 13	Interruptor basculante STE 2/19	1
501 48	Conectores puente STE 2/19, juego de 10	1
500 621	Cable de seguridad para experimentación 50 cm, rojo	2
500 622	Cable de seguridad para experimentación 50 cm, azul	2
500 644	Cables de seguridad para experimentación, 100 cm, negros	1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1

Para determinar la constante de Planck con ayuda del efecto fotoeléctrico es importante que la luz de una sola línea espectral de la lámpara de mercurio de alta presión incida sobre el cátodo de la célula fotoeléctrica. Para seleccionar la longitud de onda se puede implementar un filtro de interferencia de banda muy estrecha en lugar del prisma de visión directa. El montaje óptico es mucho más simple y el ambiente de experimentación no necesita ser oscurecido. Además, la intensidad de la luz que incide sobre el cátodo puede ser variado con un diafragma de iris como diafragma espacial.

En el experimento P6.1.4.4, se selecciona una de las líneas de emisión de una lámpara de descarga de vapor de mercurio por filtros de interferencia y centrado en el fotocátodo. El contravoltaje del ánodo se varía y la corriente resultante se mide con alta sensibilidad. La variación de las curvas características bajo irradiación con diferentes longitudes de onda conduce a la determinación de la constante de Planck *h*.



Curvas caracterísiticas de la fotocelda (P6.1.4.4)

Difracción de electrones en una red policristalina (difracción de Debye-Scherrer) (P6.1.5.1)

DUALISMO ONDA-PARTÍCULA

P6.1.5.1
Difracción de electrones en una red policristalina
(difracción de Debye-Scherrer)

P6.1.5.2
Analogía óptica de la difracción de electrones en una red policristalina

N° de cat.	Descripción	P6.1.5.1	P6.1.5.2
555 626	Tubo de difracción de electrones	1	
555 600	Portatubo	1	
521 70	Fuente de alimentación de alta tensión,	1	
311 54	Vernier de precisión	1	
500 611	Cable de seguridad para experimentación, 25 cm, rojo	1	
500 621	Cable de seguridad para experimentación 50 cm, rojo	1	
500 641	Cable de seguridad para experimentación, 100 cm, rojo	1	
500 642	Cable de seguridad para experimentación, 100 cm, azul	1	
500 644	Cables de seguridad para experimentación, 100 cm, negros	2	
555 629	Cruz rejilla, rotable		1
450 641	Lámpara de halógeno, 12 V, 50/100W		1
450 63	Bombilla para lámpara de halógeno, 12 V/		1
450 66	Deslizador de imágenes		1
726 890	Fuente de alimentación de gran amperaje de CC 1...32 V/0...20 A		1
460 03	Lente en montura f = +100 mm		1
460 22	Soporte con muelles		1
441 53	Pantalla traslúcida		1
311 78	Cinta métrica 2 m/1 mm		1
460 310	Banco óptico, perfil S1, 1 m		1
460 311	Jinetillo óptico con mordaza 45/65		2
460 312	Jinetillo óptico con mordaza 45/35		3
500 98	Casquillos adaptador de protección, negro, juego de 6		1

En 1924 *L. de Broglie* presentó primero la hipótesis que las partículas también poseen propiedades ondulatorias además de las propiedades de partículas y que su longitud de onda

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad h\text{: constante de Planck}$$

depende del impulso *p*.

Sus reflexiones fueron confirmadas experimentalmente en 1927 por *C. Davisson* y *L. Germer* por difracción de electrones en estructuras cristalinas.

En el experimento P6.1.5.1 se demuestra la difracción de electrones en grafito policristalino. Como en el método de Debye-Scherrer con los rayos X, se observan los anillos de difracción alrededor de una mancha central en un pantalla en la dirección del rayo. Estos se generan por la difracción de electrones en los planos reticulares de los microcristales, que cumplen con la condición de Bragg

$$2 \cdot d \cdot \sin\vartheta = n \cdot \lambda$$

ϑ: ángulo de abertura del anillo de difracción

d: distancia interplanar

En el 1er. orden se observan dos anillos de difracción debido a que la estructura del grafito contiene dos distancias interplanares. La longitud de onda del electrón

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m_e \cdot e \cdot U}}$$

m_e: masa del electrón, e: carga del electrón

está determinada por la tensión de aceleración *U*, de aquí se deduce que el ángulo de abertura del anillo de difracción.

En el experimento P6.1.5.2 se utiliza luz visible para ilustrar el método de Debye-Scherrer que se aplica con el tubo de difracción de electrones. A tal fin se hace pasar luz paralela monocromática a través de una rejilla bidimensional. El patrón de difracción de la rejilla cruzada en reposo, que consta de manchas de luz dispuestas alrededor del rayo central en un patrón de red, se deforma con la rotación en los anillos dispuestos concéntricamente alrededor de la mancha central. Mediante el uso de diferentes filtros de color se puede mostrar la dependencia de los diámetros del anillo con la longitud de onda de la luz.

Análogo óptico de la difracción de Debye-Scherrer (P6.1.5.2)

SERIE DE BALMER DEL HIDRÓGENO

P6.2.1.1
Determinación de las longitudes de onda H_a, H_β y H_γ de la serie de Balmer del hidrógeno

P6.2.1.2
Observación de la serie Balmer del hidrógeno con un espectrómetro de prismas

P6.2.1.4
Observación de la serie Balmer del hidrógeno con un espectrómetro compacto

Determinación de las longitudes de onda H_a, H_β y H_γ de la serie de Balmer del hidrógeno (P6.2.1.1)

N° de cat.	Descripción	P6.2.1.1	P6.2.1.2	P6.2.1.4
451 13	Lámpara de Balmer	1	1	1
451 141	Fuente alimentación para las lámparas de Balmer	1	1	1
471 23	Retícula 6000/cm (Rowland)	1		
311 78	Cinta métrica 2 m/1 mm	1		
460 02	Lente en montura f = +50 mm	1		
460 03	Lente en montura f = +100 mm	1		
460 14	Rendija variable	1		
460 22	Soporte con muelles	1		
441 53	Pantalla traslúcida	1		
460 310	Banco óptico, perfil S1, 1 m	1		
460 3112	Abrazadera tipo jinete de 75/65	6		
467 231	Espectrómetro con goniómetro		1	
467 251	Espectrómetro compacto USB, Física			1
460 251	Portafibraóptica			1
300 11	Zócalo			1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)			1

El espectro de emisión del átomo de hidrógeno tiene cuatro líneas H_a, H_β y H_γ en el rango visible; esta secuencia continúa en el rango ultravioleta completando así la serie. Respecto a las frecuencias de esta serie, *Balmer* encontró en 1885 la siguiente fórmula que posteriormente se pudo explicar mediante el modelo de átomo de Bohr.

En el experimento P6.2.1.1 se utiliza una lámpara de Balmer llena con vapor de agua para excitar el espectro de emisión. En esta lámpara la descarga eléctrica descompone las moléculas de agua en átomos de hidrógeno excitados y un grupo hidroxilo. Con una rejilla de alta resolución se determinan las longitudes de onda de las líneas H_a, H_β y H_γ.

En el experimento P6.2.1.2 se studia la serie de Balmer con un espectrómetro de prisma (dispositivo completo).

La serie de Balmer se estudia en el experimento P6.2.1.4 con una computadora vinculada a un espectrómetro compacto. El ajuste óptico es muy sencillo, para ello hay que ubicar la fibra óptica cerca a la lámpara de descarga.

SERIE DE BALMER DEL HIDRÓGENO

P6.2.1.5
Observación del desdoblamiento de la serie de Balmer, utilizando hidrógeno deuterizado (Desdoblamiento de isótopos) - Observación de la división de línea con una construcción del telescopio

Observación del desdoblamiento de la serie de Balmer, utilizando hidrógeno deuterizado (Desdoblamiento de isótopos) - Observación de la división de línea con una construcción del telescopio (P6.2.1.5)

Cat. No.	Description	P6.2.1.5
451 41	Balmer lamp, deuterated	1
451 141	Power supply unit for Balmer lamp	1
460 02	Lens in frame, f=50 mm	1
460 08	Lens in frame, f=150 mm	1
460 09	Lens in frame, f=300 mm	1
460 14	Adjustable slit	1
471 27	Holographic grating in frame	1
460 135	Ocular with scale	1
460 32	Optical bench with standardised profile, 1 m	1
460 335	Optical bench with standardised profile, 0.5 m	1
460 341	Swivel joint with circular scale	1
460 374	Optics rider, 90/50	6

Las líneas espectrales de la serie de Balmer en el deuterio son desplazadas hacia longitudes de onda más cortas comparadas con las líneas espectrales del hidrógeno. Este fenómeno se denomina variación isotópica.

En el experimento P6.2.1.5, la serie de Balmer es analizada mediante un espectrómetro de alta resolución. Una rejilla holográfica (con su constante *g)* es implementada.

ESPECTROS DE EMISIÓN Y ABSORCIÓN

P6.2.2.1
Representación de los espectros de líneas de gases nobles y de vapores metálicos

P6.2.2.2
Estudio cualitativo del espectro de absorción del sodio

Representación de los espectros de líneas de gases nobles y de vapores metálicos (P6.2.2.1)

N° de cat.	Descripción	P6.2.2.1	P6.2.2.2
451 011	Lámpara espectral Ne	1	
451 041	Lámpara espectral Cd	1	
451 062	Lámpara espectral Hg 100	1	
451 111	Lámpara espectral Na	1	1
451 16	Carcasa para lámparas espectrales	1	1
451 30	Bobina universal de reactancia en caja	1	1
471 23	Retícula 6000/cm (Rowland)	1	
311 78	Cinta métrica 2 m/1 mm	1	
460 02	Lente en montura f = +50 mm	1	
460 03	Lente en montura f = +100 mm	1	
460 14	Rendija variable	1	
460 22	Soporte con muelles	1	
441 53	Pantalla traslúcida	1	1
460 310	Banco óptico, perfil S1, 1 m	1	
460 311	Jinetillo óptico con mordaza 45/65	1	
460 312	Jinetillo óptico con mordaza 45/35	5	
450 60	Carcasa de lámpara		1
450 511	Bombillas, 6 V/30 W, E14, juego de 2		1
521 210	Transformador 6/12 V		1
300 02	Base de trípode en forma de V, pequeño		2
300 11	Zócalo		1
300 42	Varilla de soporte, 47 cm, 12 mm Ø		2
666 711	Quemador de cartucho de gas Butano		1
666 712ET3	Cartucho de butano, 190 g, juego de 3		1
301 01	Mordaza múltiple LEYBOLD		2
666 962	Doble espatula, 150 x 9 mm		1
673 0840	Varillas de magnesia, 25 piezas		1
673 5700	Cloruro sódico 250 g		1

Cuando un electrón en una capa de un átomo o un ión atómico cae de un estado excitado con la energía E_2a uno de menor energíaE_1, puede emitir un fotón con la frecuencia

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

h: constante de Planck

En el caso contrario, se absorbe un fotón con la misma frecuencia. Considerando que las energías E_1 y E_2 se pueden asumir únicamente como valores discretos, los fotones solo se emiten y absorben en frecuencias discretas. La totalidad de las frecuencias que se producen se le denomina espectro del átomo. Las posiciones de las líneas espectrales son características del elemento correspondiente.

En el experimento P6.2.2.1 se descomponen espectros de emisión de vapores metálicos y gases nobles (mercurio, sodio, cadmio y neón) con una rejilla espectral de alta resolución y se los proyecta sobre una pantalla para compararlos.

En el experimento P6.2.2.2 se observa sobre una pantalla una llama de un mechero de Bunsen irradiada alternadamente con luz blanca y con luz de sodio. Si el sodio se quema en la llama, una sombra oscura sobre la pantalla aparecerá al irradiar con luz del sodio. De esto se puede concluir que la luz emitida desde una lámpara de sodio es absorbida en el vapor de sodio y en la absorción y emisión participan las mismas condiciones atómicas.

Estudio del espectro de la lámpara de mercurio de alta presión (P6.2.2.3)

ESPECTROS DE EMISIÓN Y ABSORCIÓN

P6.2.2.3
Estudio del espectro de la lámpara de mercurio de alta presión

N° de cat.	Descripción	P6.2.2.3
451 15	Lámpara de mercurio de alta presión	1
451 195	Unidad de alimentación para lámpara de m	1
460 02	Lente en montura f = +50 mm	1
460 08	Lente en montura f = +150 mm	1
460 09	Lente en montura f = +300 mm	1
460 14	Rendija variable	1
471 27	Rejilla holográfica en montura	1
441 531	Pantalla	1
460 135	Ocular graticulado	1
460 335	Banco óptico con perfil normal, 0,5 m	1
460 32	Banco óptico con perfil normal, 1 m	1
460 341	Bisagra con escala	1
460 373	Jinetillo 60/50	1
460 374	Jinetillo 90/50	4
460 382	Jinetillo inclinable 90/50	1

Las líneas espectrales surgen de la transición electrónica de altos a bajos estados de energía en la nube atómica excitada. La longitud de onda de la luz emitida depende de esta diferencia energética

$$\Delta E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

Los múltiples estados energéticos en la tabla de orbitales del mercurio generan un gran número de líneas con diferentes intensidades (probabilidades de transición). Estas líneas pueden ser observadas en el rango visible, medidas respectivamente cerca del rango UV.

En el experimento P6.2.2.3 se estudia las líneas espectrales de una lámpara de mercurio de alta presión mediante un montaje de espectrómetro de alta resolución usando una rejilla holográfica. Esta rejilla trabaja en modo reflexión, provocando una mayor intensidad de las líneas espectrales. Se observan diferentes líneas y sus respectivas longitudes de onda, especialmente la línea amarilla, verde, azul, violeta y incluso la ultravioleta. Se investigan algunas líneas detenidamente, por ejemplo la línea doble amarilla y se determina la división de las longitudes de onda.

ESPECTROS DE EMISIÓN Y ABSORCIÓN

P6.2.2.4
Registro del espectro de emisión de una coloración de flama

P6.2.2.5
Registro de las líneas de Fraunhofer con un espectrómetro compacto

P6.2.2.6
Registro del espectro de lámparas de descarga de gas con un espectrómetro compacto

Registro del espectro de emisión de una coloración de flama (P6.2.2.4)

N° de cat.	Descripción	P6.2.2.4	P6.2.2.5	P6.2.2.6
467 251	Espectrómetro compacto USB, Física	1	1	1
460 251	Portafibraóptica	1	1*	1
300 11	Zócalo	1	1*	1
666 711	Quemador de cartucho de gas Butano	1		
666 712ET3	Cartucho de butano, 190 g, juego de 3	1		
666 731	Encendendor de gas, mecánico	1		
673 0840	Varillas de magnesia, 25 piezas	1		
604 5681	Espátula en polvo, acero inoxidable, 150 mm	1		
667 089	PLACA P.LA PRUEBA D.LA GOTA	1		
661 088	Sales para coloración de la llama	1		
674 6950	Ácido clorhidrico 0,1 mol/l, 500 ml	1		
467 63	Tubo espectral Hg (con Ar)			1
467 67	Tubo espectral He			1
467 68	Tubo espectral Ar			1
467 69	Tubo espectral Ne			1
467 81	Soporte para tubos espectrales			1
521 70	Fuente de alimentación de alta tensión,			1
536 251	Resistencia de medida 100 kΩ			1
300 02	Base de trípode en forma de V, pequeño			1
300 40	Varilla de soporte, 10 cm, 12 mm Ø			1
301 01	Mordaza múltiple LEYBOLD			1
500 621	Cable de seguridad para experimentación 50 cm, rojo			1
500 622	Cable de seguridad para experimentación 50 cm, azul			1
500 611	Cable de seguridad para experimentación, 25 cm, rojo			1
500 610	Cable de seguridad para experimentación, 25 cm, amarillo/verde			1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1	1

* se requiere adicionalmente

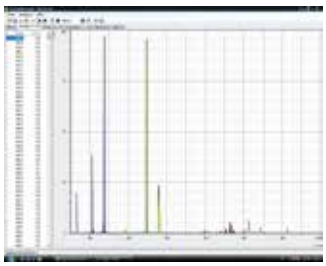
Las líneas espectrales surgen de la transición electrónica de altos a bajos estados de energía en la nube atómica excitada. La longitud de onda de la luz emitida depende de esta diferencia energética

$$\Delta E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

En el experimento P6.2.2.4, se realizan pruebas de fuego con sales metálicas. Un espectrómetro compacto conectado a un puerto USB de una computadora permite el fácil registro de dichos procesos transitorios y analiza las diferentes líneas de emisión. Contrariamente a la observación clásica con el ojo humano, el espectrómetro registra también líneas en el rango infrarrojo, identificando, por ejemplo, el potasio.

En el experimento P6.2.2.5, las líneas de absorción de Fraunhofer en el espectro solar se registran a través de un espectrómetro compacto. Se demuestra la presencia de varios elementos en la fotósfera solar.

El experimento P6.2.2.6 registra los espectros de las lámparas de descarga de gas utilizando un espectrómetro compacto, lo que permite un acceso muy fácil a la espectroscopia óptica de gases.



Espectros de emisión de lámparas de descarga de gas (P6.2.2.6)

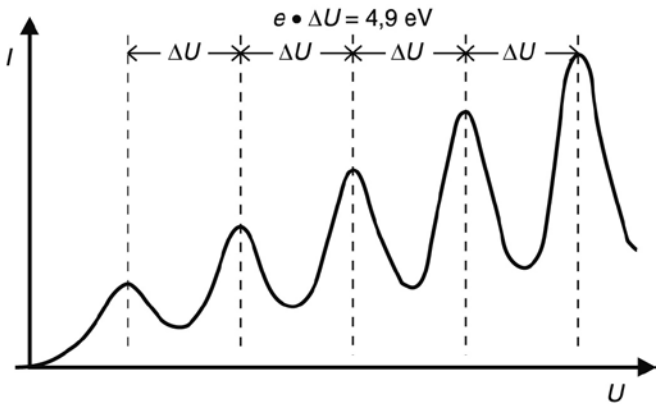
Experimento de Franck-Hertz en mercurio - Registro con osciloscopio (P6.2.4.1)

EXPERIMENTO DE FRANCK-HERTZ

P6.2.4.1
Experimento de Franck-Hertz en mercurio - Registro con osciloscopio

P6.2.4.2
Experimento de Franck-Hertz en mercurio – Registro y evaluación con CASSY

N° de cat.	Descripción	P6.2.4.1	P6.2.4.2
555 854	Tubo de Franck-Hertz Hg	1	1
555 864	Casquillo adaptador para tubo de Franck-	1	1
555 81	Horno eléctrico tubular, 230 V	1	1
555 880	Unidad de operación de Franck-Hertz	1	1
666 193	Sonda de temperatura NiCr-Ni	1	1
575 304	Osciloscopio de memoria digital 70MHz de dos canales	1	
575 24	Cable de medición BNC/enchufe de 4 mm	2	
524 013	Sensor-CASSY 2		1
524 220	CASSY Lab 2		1
501 46	Par de cables 100 cm, rojo/azul		2
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)		1



Curva de Franck-Hertz para mercurio (P6.2.4.1)

En 1914 *J. Franck* y *G. Hertz* informan acerca de la entrega discontinua de energía de los electrones al pasar por vapor de mercurio y sobre la emisión de la línea espectral ultravioleta (λ = 254 nm) asociada a ello. Meses después, Niels Bohr reconoce en este experimento la prueba para el modelo de átomo propuesto por él.

El experimento se ofrece en dos versiones, experimentos P6.2.4.1 y P6.2.4.2, que se diferencian solo en el registro y evaluación de los datos. Los átomos de mercurio se encuentran en un tetrodo compuesto de un cátodo, un electrodo de control de forma de rejilla, una rejilla de aceleración y un electrodo colector. Con la rejilla de control se ajusta la cuasi constante corriente de emisión del cátodo. Entre la rejilla de aceleración y el electrodo colector se aplica una tensión inversa. Al aumentar la tensión de aceleración U entre el cátodo y la rejilla de aceleración, después de sobrepasar la tensión inversa, la corriente del colector sigue en lo posible la curva característica del tubo. Tan pronto como la energía cinética de los electrones es suficiente para excitar los átomos de mercurio mediante choques inelásticos, los electrones no llegan a alcanzar el colector y la corriente del colector disminuye. La zona de excitación se encuentra, para esta tensión de aceleración, directamente delante de la rejilla de aceleración. Un aumento adicional de la tensión de aceleración hace que la zona de excitación migre hacia el cátodo, los electrones puedan tomar energía en su recorrido hacia la rejilla y la corriente del colector aumente otra vez. Finalmente los electrones son capaces de excitar por segunda vez los átomos de mercurio, la corriente del colector disminuye, y así sucesivamente. Por lo tanto, la característica $I(U)$ muestra una fluctuación periódica, en donde la distancia entre los mínimos ΔU = 4,9 eV corresponde a la energía de excitación de los átomos de mercurio del estado fundamental $^1S_0$ hacia el primer estado $^3P_1$.

EXPERIMENTO DE FRANCK-HERTZ

P6.2.4.3
Experimento de Franck-Hertz en neón
- Registro con osciloscopio

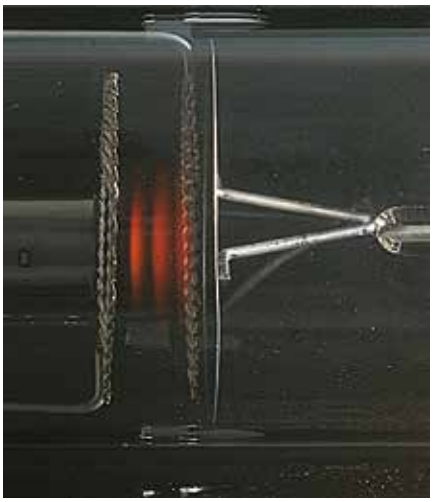
P6.2.4.4
Experimento de Franck-Hertz en neón
- Registro y evaluación con CASSY

Experimento de Franck-Hertz en neón - Registro y evaluación con CASSY (P6.2.4.4)

N° de cat.	Descripción	P6.2.4.3	P6.2.4.4
555 870	Tubo de neón de Franck-Hertz	1	1
555 871	Montura par tubo de Neón Franck-Hertz	1	1
555 872	Cable de conexión Ne-FH, 6 polos	1	1
555 880	Unidad de operación de Franck-Hertz	1	1
575 304	Osciloscopio de memoria digital 70MHz de dos canales	1	
575 24	Cable de medición BNC/enchufe de 4 mm	2	
524 013	Sensor-CASSY 2		1
524 220	CASSY Lab 2		1
501 46	Par de cables 100 cm, rojo/azul		2
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)		1

La excitación de los átomos de neón mediante choques inelásticos de electrones se realiza con una alta probabilidad en estados que se encuentran en aproximadamente 18,7 eV por sobre el estado fundamental para una presión del gas de unos 10 hPa. La desexcitación de estos estados puede llevarse a cabo emitiendo fotones a través de estados intermedios como camino alternativo. Aquí las longitudes de onda de los fotones se encuentran en el rango visible entre el rojo y el verde. La luz emitida puede ser observada a simple vista y ser medida por ejemplo con el espectroscopio de Kirchhoff/Bunsen para prácticas de laboratorio (467 112).

El experimento de Franck-Hertz en neón se ofrece en dos versiones, experimentos P6.2.4.3 y P6.2.4.4, que se diferencian solo en el registro y evaluación de los datos. En ambas versiones los átomos de neón se encuentran en un tubo de vidrio con cuatro electrodos: el cátodo K, el electrodo de control de forma de rejilla G_1, la rejilla de aceleración G_2 y el electrodo colector A. De manera similar al experimento de Franck-Hertz en mercurio aquí se aumenta continuamente la tensión aceleradora U y se mide la corriente I de los electrones en el colector que pueden vencer la tensión inversa entre G_2 y A. La corriente del colector es siempre mínima sí la energía cinética directamente delante de la rejilla G_2 es justo la energía que se necesita para excitar por medio de choques a los átomos de neón, y para tensiones mayores de aceleración nuevamente crece. Entre las rejillas G_1 y G_2 se observan claramente zonas luminosas rojas separadas entre sí, cuyo número aumenta conforme aumenta la tensión. Se trata de zonas con mayor densidad de excitación, en las que los átomos excitados emiten luz espectral.



Zonas luminosas entre el electrodo de control y la rejilla de aceleratión (P6.2.4.3-4)

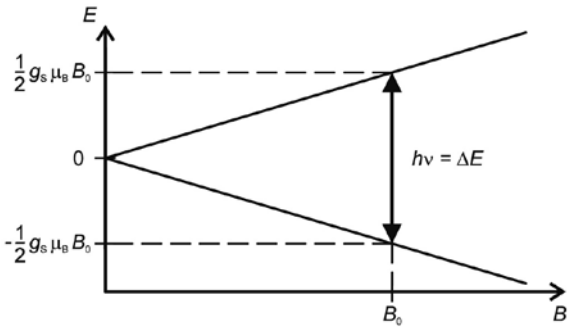
Resonancia de espín electrónico en DPPH - Determinación del campo magnético en función de la frecuencia de resonancia (P6.2.6.2)

RESONANCIA DE ESPÍN ELECTRÓNICO (ESR)

P6.2.6.2
Resonancia de espín electrónico en DPPH - Determinación del campo magnético en función de la frecuencia de resonancia

P6.2.6.3
Absorción resonante en un circuito oscilatorio HF pasivo

N° de cat.	Descripción	P6.2.6.2	P6.2.6.3
514 55	Unidad básica para ESR	1	1
514 571	Unidad de mando para ESR	1	1
555 604	Par de bobinas de Helmholtz	1	
575 304	Osciloscopio de memoria digital 70MHz de dos canales	1	1
501 02	Cable BNC, 1 m	2	
300 11	Zócalo	3	2
501 20	Cable de experimentación, 25 cm, rojo	1	
501 25	Cable de experimentación, 50 cm, rojo	1	
501 26	Cable de experimentación, 50 cm, azul	1	
531 120	Multímetro LDanalog 20		1
575 24	Cable de medición BNC/enchufe de 4 mm		1
501 644	Juego de 6 acopladores, negros		1
590 13	Varilla de soporte taladrada, 25 cm		1



Esquema de la condición de resonancia para electrones libres (P6.2.6.2)

El momento magnético del electrón no apareado con momento angular total j toma en el campo magnético los estados de energía discretos

$$E_m = -g_j \cdot \mu_B \cdot m \cdot B \quad \text{con} \quad m = -j, -j+1, \ldots, j$$

$$\mu_B = 9{,}274 \cdot 10^{-24} \ \frac{\text{J}}{\text{T}}: \text{ magnetón de Bohr}$$

g_j: factor g

Cuando un campo magnético de alta frecuencia perpendicular al campo magnético se aplica y con frecuencia ν excita transiciones entre estados energéticos vecinos, si se cumple la condición de resonancia

$$h \cdot \nu = E_{m+1} - E_m$$

h: constante de Planck

Este hecho es la piedra fundamental de la resonancia de espín electrónico, en la que la señal de resonancia puede ser detectada con un sistema de alta frecuencia. Frecuentemente se puede suponer que los electrones pueden moverse libremente. El factor g se diferencia muy poco de aquel del electrón libre (g = 2,0023), y la frecuencia de resonancia ν es de unos 27,8 MHz para un campo magnéticos de 1 mT. En la resonancia de espín electrónico se estudian propiamente los campos magnéticos internos de la sustancia de prueba causados por los momentos magnéticos de los electrones y núcleos adyacentes.

En el experimento P6.2.6.2 se verifica la resonancia de espín electrónico en difenil-picril-hidracilo (DPPH). El DPPH es un radical con un electrón libre en un átomo de nitrógeno. En el experimento se puede prefijar de manera continua las frecuencias de resonancia ν entre 13 y 130 MHz. El objetivo de la evaluación es la determinación del factor g.

El propósito del experimento P6.2.6.3 es la detección de la absorción de resonancia con un circuito oscilatorio pasivo.

EFECTO ZEEMAN NORMAL

P6.2.7.3
Observación del efecto Zeeman normal en una configuración transversal y en una configuración longitudinal - espectroscopía con un etalómetro de Fabry-Perot

P6.2.7.4
Medición de desdoblamiento Zeeman de la línea roja del cadmio en función del campo magnético - espectroscopía con un etalómetro de Fabry-Perot

Observación del efecto Zeeman normal en una configuración transversal y en una configuración longitudinal - espectroscopía con un etalómetro de Fabry-Perot (P6.2.7.3)

N° de cat.	Descripción	P6.2.7.3	P6.2.7.4
451 12	Lámpara de cadmio	1	1
451 30	Bobina universal de reactancia en caja	1	1
562 11	Núcleo en forma de U con yugo	1	1
562 131	Bobina de 480 espiras, 10 A	2	2
560 315	Par de piezas polares perforadas grande	1	1
521 551	Fuente de alimentación de corriente alterna / corriente continua 0 ... 24 V / 0 ... 10 A	1	1
471 221	Etalon de Fabry-Perot	1	1
460 08	Lente en montura f = +150 mm	2	2
472 601	Placa de cuarto de onda, 140 nm	1	
472 401	Filtro de polarizacion	1	
468 41	Soporte vastago para filtros de interfer	1	1
468 400	Filtro de interferencia, 644 nm	1	1
460 135	Ocular graticulado	1	1
460 32	Banco óptico con perfil normal, 1 m	1	1
460 381	Jinetillo con rosca	1	1
460 373	Jinetillo 60/50	7	5
501 30	Cable de experimentación, 100 cm, rojo	1	1
501 31	Cable de experimentación, 100 cm, azul	2	2
662 1584	WEBCAM con USB 1080p		1
688 801	Varilla de suporte con foto rosca 1/4", 10 x 112,5 mm		1
460 374	Jinetillo 90/50		1
524 005W2	Mobile-CASSY 2 wifi		1
524 0381	Sonda B multiuso S		1
501 11	Cable de extensión, 15 polos		1
300 02	Base de trípode en forma de V, pequeño		1
300 42	Varilla de soporte, 47 cm, 12 mm Ø		1
301 01	Mordaza múltiple LEYBOLD		1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)		1

El efecto Zeeman es el desdoblamiento de niveles de energías atómicas en un campo magnético externo que causa el desdoblamiento de las transiciones entre los niveles. El efecto fue predicho por *H. A. Lorentzen* 1895 y un año después comprobado experimentalmente por *P. Zeeman*. Zeeman observó en la línea espectral roja del cadmio (λ = 643,8 nm), en dirección perpendicular al campo magnético un triplete de líneas, en lugar de una sola línea y en dirección paralela al campo magnético, un doblete de líneas. Posteriormente se descubrieron otros desdoblamientos complejos en otros elementos y que fueron denominados efecto Zeeman anómalo. Se dedujo que el efecto Zeeman normal sea una excepción, ya que este solo se presenta en transiciones entre niveles atómicos con espín total S = 0.

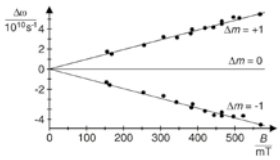
En el experimento P6.2.7.3, el efecto Zeeman es observado en la línea roja del cadmio, en configuración paralela y perpendicular al campo magnético, y se determina el estado de polarización de los componentes Zeeman individuales. Estas observaciones pueden ser explicadas en base a la característica radiactiva de la radiación dipolar. La componente π corresponde a un dipolo hertziano, que oscila paralelamente al campo magnético (es decir, no se puede observar paralela al campo magnético) e irradia luz linealmente polarizada perpendicular al campo magnético. Cada una de las dos componentes σ corresponde a dos dipolos oscilando perpendicularmente uno respecto al otro con una diferencia de fase de 90°. Estas irradian luz circularmente polarizada en la dirección del campo magnético, y la luz linealmente polarizada paralela a este.

En el experimento P6.2.7.4, la división Zeeman de la línea roja del cadmio es medida en función del campo magnético *B*. El intervalo de energía de los componentes del triplete

$$\Delta E = \frac{h}{4\pi} \cdot \frac{e}{m_e} \cdot B$$

m_e: masa del electrón, e: carga elemental
h: constante de Planck
B: inducción magnética

se usa para calcular la carga específica del electrón.



Desdoblamiento Zeeman en función del campo magnético (P6.2.7.2+4)

Estudio del modelo de implante (P6.3.1.5)

DETECCIÓN DE RAYOS X

P6.3.1.1
Fluorescencia de una pantalla fluorescente provocada por rayos X

P6.3.1.2
Fotografía de rayos X: Ennegrecimiento de películas causada por rayos X

P6.3.1.5
Estudio del modelo de implante

P6.3.1.6
Influencia de la sustancia de contraste a la absorción de rayos X

N° de cat.	Descripción	P6.3.1.1	P6.3.1.2	P6.3.1.5	P6.3.1.6
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1	1	1
554 861	Tubo de rayos X de Mo	1	1	1	1
554 838	Soporte de película para Rayos X		1	1	
554 895	Película para rayos X		1		
554 8391	Modelo de implante			1	
554 839	Modelo de vaso sanguíneo para sustancia de contraste				1
602 023	Vaso de precipitado de cristal al borosi				1
602 295	Botella de cristal marrón con tapón ancho				1
602 783	Varilla de vidrio, 200 mm, Ø 6 mm				1
672 6610	Yoduro potásico, 100 g				1

Imagen del modelo de implantación (P6.3.1.5)

En la radiografía de rayos X y el procesamiento de imágenes, es esencial conocer las características de la fuente de radiación y el objeto utilizado. La resolución mínima se determina por el tamaño del punto focal en el ánodo. El contraste en la imagen y, por lo tanto, la visibilidad de los detalles se define por la absorción de diferentes materiales dependiente de la longitud de onda y el espectro de la fuente de rayos X.

En el experimento P6.3.1.1 se demuestra la radiación con rayos X en objetos simples, cuyas partes individuales están compuestas de materiales de diferentes características de absorción. Para detectar los rayos X se utiliza una pantalla de sulfuro de zinc-cadmio, en la que se excitan átomos por absorción de rayos X y se emite cuantos de luz en el rango visible. Se estudia la influencia de la corriente de emisión *I* del tubo de rayos X sobre la luminosidad y la influencia de la alta tensión *U* sobre el contraste de la pantalla fluorescente.

En el experimento P6.3.1.2 se fija la irradiación de objetos con una película de rayos X. La medición del tiempo de exposición para un determinado ennegrecimiento de la película permite sacar conclusiones cuantitativas sobre la intensidad de los rayos X.

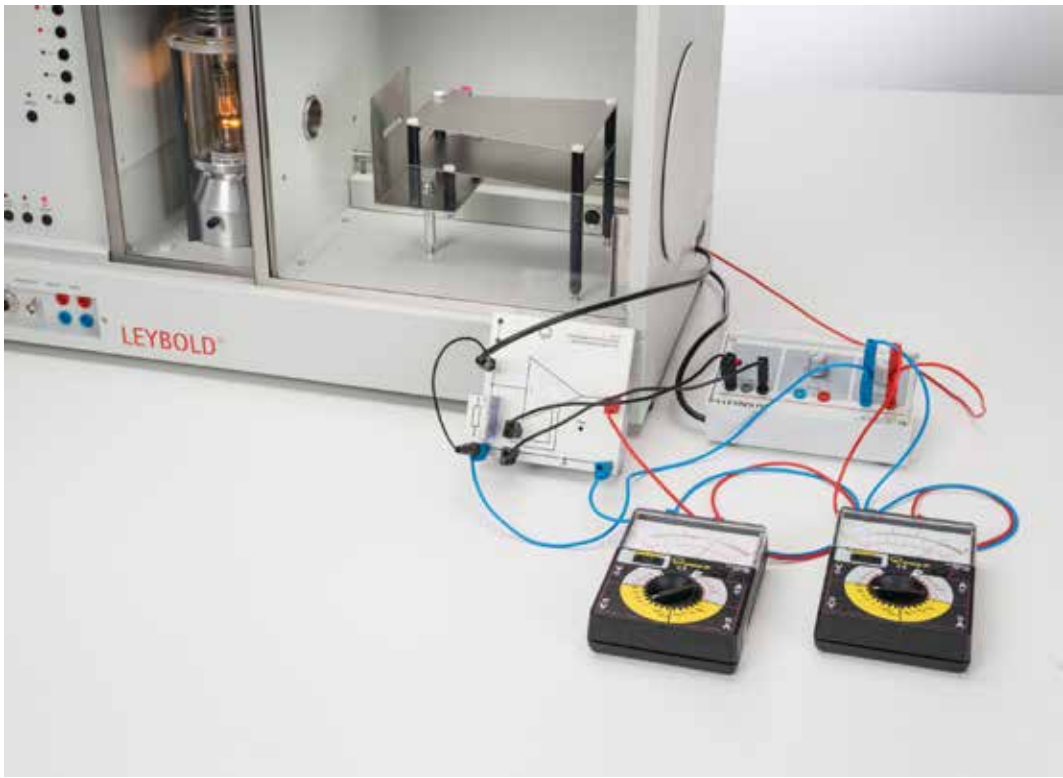
El experimento P6.3.1.5 demuestra el uso de la radioscopia para detectar objetos ocultos. Una varilla metálica dentro de un bloque de madera es invisible al ojo humano, pero se puede detectar e incluso sus dimensiones por intermedio de fluorescencia de rayos X.

El experimento P6.3.1.6 demuestra el uso de un medio de contraste. Una solución de iodina radiopaca fluye a lo largo de canales dentro de una placa y es claramente visible en la imagen de fluorescencia de rayos X. No obstante, el agua pura no puede ser vista de esta manera.

DETECCIÓN DE RAYOS X

P6.3.1.3
Detección de rayos X con una cámara de ionización

P6.3.1.4
Determinación de la intensidad de la dosis ionizante del tubo de rayos X con ánodo de molibdeno

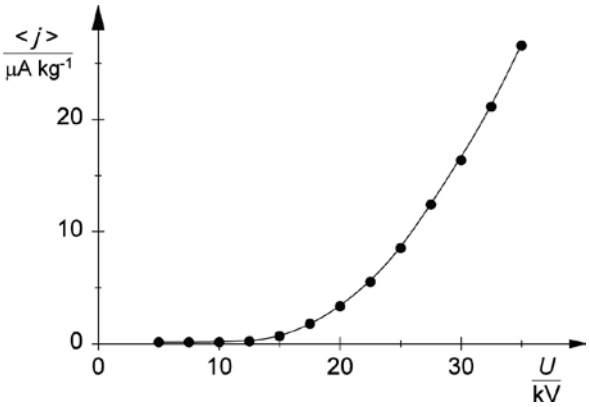


Detección de rayos X con una cámara de ionización (P6.3.1.3)

N° de cat.	Descripción	P6.3.1.3–4
554 800	Unidad básica para rayos X	1
554 861	Tubo de rayos X de Mo	1
554 840	Condensador de placas para rayos X	1
522 27	Fuente de alimentación 450 V	1
532 14	Amplificador de electrómetro	1
577 02	Resistencia 1 GOhmio, 0,5 W, 5 %	1
531 120	Multímetro LDanalog 20	2
575 24	Cable de medición BNC/enchufe de 4 mm	1
501 451	Par de cables 50 cm, negro	1
501 46	Par de cables 100 cm, rojo/azul	1
501 45	Cables, 50 cm, rojo/azul, par	2

Como los rayos X ionizan los gases, estos pueden se pueden medir mediante la corriente de ionización de una cámara de ionización.

El objetivo de los experimentos P6.3.1.3 y P6.3.1.4 es detectar rayos X utilizando una cámara de ionización. Mientras que el experimento P6.3.1.3 se centra en la investigación de las características de saturación de la configuración experimental, el experimento P6.3.1.4 investiga la tasa de dosis de iones para cuantificar el efecto de los rayos X. La intensidad de dosis iónica media se calcula a partir de la corriente de ionización I_{ion} que genera la radiación X en el volumen de aire irradiado V y la masa m del aire irradiado. Las mediciones se realizan para diversas corrientes de emisión I y altos voltajes U del tubo de rayos X.



Intensidad de dosis ionizante media j en función de la alta tensión del tubo U, I = 1,0 mA (P6.3.1.4)

Fotografía de rayos X digital con el sensor de imágenes de rayos X (P6.3.1.12)

DETECCIÓN DE RAYOS X

P6.3.1.11
Fotografía de rayos X digital con el módulo de tomografía computarizada

P6.3.1.12
Fotografía de rayos X digital con el sensor de imágenes de rayos X

N° de cat.	Descripción	P6.3.1.11	P6.3.1.12
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1
554 866	Tubo de rayos X de Au	1	1
554 821	Módulo de tomografía computarizada	1	
554 838	Soporte de película para Rayos X	1	
554 8382	Portaobjetos de rayos X 1	1	
554 834	Absorbentes de rayos X	1	1
554 822	Plantillas de prueba, 2D	1	1
554 8281	Sensor de imágenes de rayos X		1
554 8291	Banco de precisión de sensor de imágenes de rayos X		1
554 8292	Portaobjetos de rayos X 2		1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1

En la radiografía de rayos X y el procesamiento de imágenes, es esencial conocer las características de la fuente de radiación y el objeto utilizado. La resolución mínima se determina por el tamaño del punto focal en el ánodo. El contraste en la imagen y, por lo tanto, la visibilidad de los detalles se define por la absorción de diferentes materiales dependiente de la longitud de onda y el espectro de la fuente de rayos X.

El experimento P6.3.1.11 mide la atenuación de los rayos X mediante la evaluación cuantitativa de una imagen digital de rayos X en la computadora, mide el contraste de una imagen digital de rayos X en función de la energía e intensidad de la radiación X y la resolución de las imágenes de rayos X digitales se determina sobre la base de varias imágenes de prueba.

El experimento P6.3.1.12 mide la atenuación de los rayos X mediante la evaluación cuantitativa de una imagen digital de rayos X en la computadora, mide el contraste de una imagen digital de rayos X en función de la energía e intensidad de la radiación X, la resolución de las imágenes de rayos X digitales se determina sobre la base de varias imágenes de prueba y la mancha focal del ánodo del tubo de rayos X se proyecta en el sensor de imagen de rayos X mediante una imagen geométrica simple y se mide.

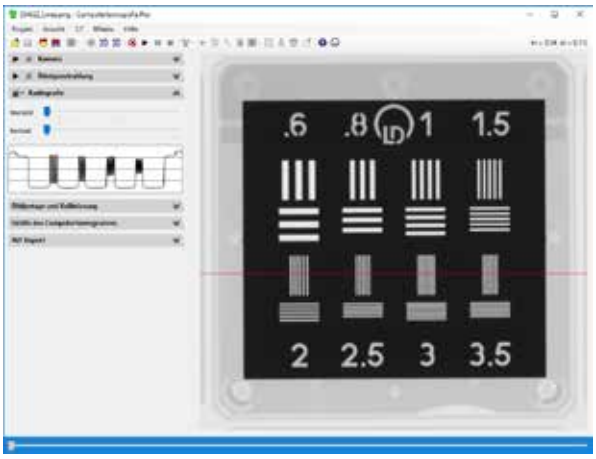


Imagen de la estructura del ánodo a través de un estenopeico (P6.3.1.12)

ATENUACIÓN DE RAYOS X

P6.3.2.1
Estudio de la atenuación de rayos X en función del material y el espesor del absorbente

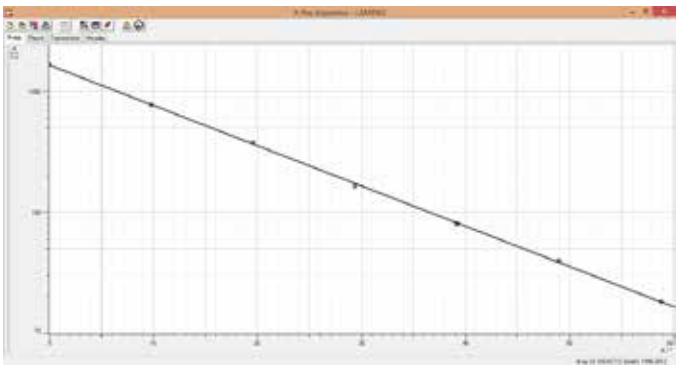
P6.3.2.2
Estudio del coeficiente de atenuación en función de la longitud de onda

P6.3.2.3
Estudio del coeficiente de atenuación en función del número atómico Z

P6.3.2.4
Estudio de la atenuación de los rayos X en función de la distancia

Estudio de la atenuación de rayos X en función del material y el espesor del absorbente (P6.3.2.1)

N° de cat.	Descripción	P6.3.2.1	P6.3.2.2	P6.3.2.3	P6.3.2.4
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1	1	1
554 861	Tubo de rayos X de Mo	1	1	1	
554 831	Goniómetro	1	1	1	
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ y X	1	1	1	
554 834	Absorbentes de rayos X	1			
554 78	Cristal de NaCl para reflexión de Bragg		1	1	
554 832	Juego de láminas absorbedoras		1	1	
554 866	Tubo de rayos X de Au				1
554 8281	Sensor de imágenes de rayos X				1
554 8291	Banco de precisión de sensor de imágenes de rayos X				1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)		1		1



Estudio de la atenuación de rayos X en función del material y el espesor del absorbente (P6.3.2.1)

La atenuación de rayos X al penetrar un absorbente de espesor *d* es descrita por la ley de atenuación de Lambert:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d}$$

I_0: intensidad de irradiación primaria

I: intensidad transmitida

En la atenuación participan tanto la absorción como la dispersión de los rayos X en el absorbente. El coeficiente μ de atenuación lineal μ depende del material absorbente y de la longitud de onda λ de los rayos X. Se observa un borde de absorción, es decir, un paso abrupto de una región de poca atenuación hacia una región de fuerte atenuación, si la energía $h \cdot \nu$ de los cuantos de rayos X apenas sobrepasa la energía necesaria para separar un electrón de las capas electrónicas internas del átomo del absorbente.

El objetivo del experimento P6.3.2.1 es la confirmación experimental de la ley de atenuación de Lambert en aluminio y también la determinación de los coeficientes de atenuación μ promediados en todo el espectro del tubo de rayos X para seis diferentes materiales absorbentes.

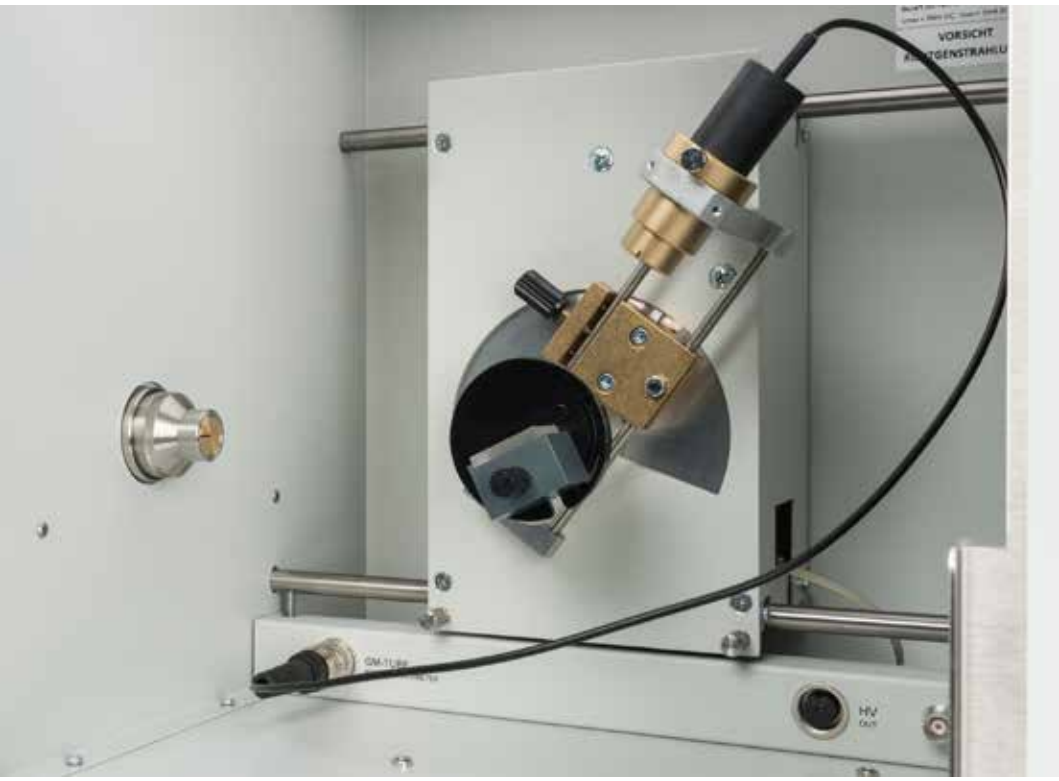
En el experimento P6.3.2.2 se registran las curvas de transmisión

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)}$$

para diferentes materiales absorbentes. El objetivo de la evaluación es verificar la dependencia λ^3 de los coeficientes de atenuación para longitudes de onda fuera de los cantos de absorción.

En el experimento P6.3.2.3 se determina el coeficiente de atenuación μ(λ) para diferentes materiales absorbentes para una longitud de onda λ, que se encuentra fuera del canto de absorción. Aquí se concluye que los coeficientes de atenuación aumentan, en buena aproximación, de manera proporcional a la cuarta potencia del número atómico *Z* de los absorbente.

El experimento P6.3.2.4 mide la intensidad de la radiación X a diferentes distancias del tubo de rayos X. Se confirma la ley de distancia cuadrática.



Estudio de los espectros de energía de un tubo del rayos X en función de la alta tensión y de la corriente de emisión (P6.3.3.2)

FÍSICA DE LAS CAPAS ATÓMICAS

P6.3.3.1
Reflexión de Bragg: Difracción de rayos X en un monocristal

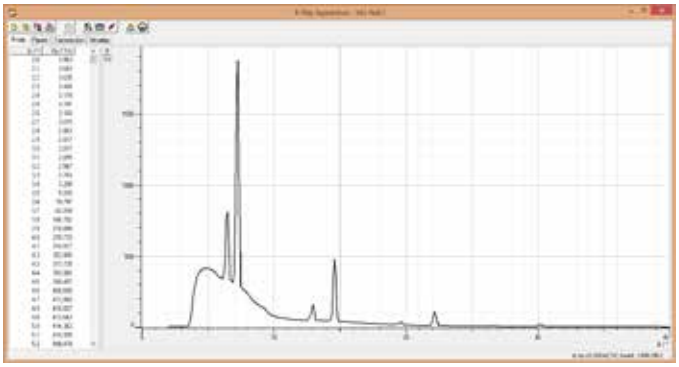
P6.3.3.2
Estudio de los espectros de energía de un tubo del rayos X en función de la alta tensión y de la corriente de emisión

P6.3.3.3
Ley del desplazamiento de Duane-Hunt y determinación de la constante de Planck

P6.3.3.5
Absorción en forma de cantos: Filtrado de rayos X

P6.3.3.6
Ley de Moseley y determinación de la constante de Rydberg

Cat. No.	Description	P6.3.3.1-3	P6.3.3.5	P6.3.3.6
554 801	X-ray apparatus, Mo, complete	1	1	1
559 01	End-window counter with cable for α, β, γ and X-rays	1	1	1
554 832	Set of absorber foils			1
	additionally required: PC with Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 or x64)	1	1	*1*



Espectro de Bragg de un ánodo de Molibdeno (P6.3.5.2)

La radiación de un tubo de rayos X tiene dos contribuciones: una radiación de frenado continua que surge cuando electrones rápidos son frenados en el ánodo y una radiación característica compuesta de líneas individuales causada por las transiciones de electrones hacia las capas interiores del átomo del material del ánodo, de las que se ha extraído un electrón por choques.

Para verificar la naturaleza ondulatoria de los rayos X, en el experimento P6.3.3.1 se estudia la difracción de las líneas características K_α y K_β del ánodo de molibdeno en un monocristal de NaCl haciéndose uso de la ley de reflexión de Bragg para explicarla.

En el experimento P6.3.3.2, con un goniómetro en el montaje de Bragg se registra el espectro de energías del tubo de rayos X en función de la alta tensión y de la corriente de emisión. Aquí se estudia la distribución espectral del espectro continuo de radiación de frenado y la intensidad de las líneas características.

En el experimento P6.3.3.3 se mide la dependencia de la longitud de onda λ_{min} del espectro continuo de radiación de frenado con respecto a la alta tensión U del tubo de rayos X. Mediante la ley de desplazamiento de Duane-Hunt se obtiene la constante de Planck h a partir de los valores de la medición.

El objetivo del experimento P6.3.3.5 es el filtrado de rayos X por el canto de absorción de un absorbente, es decir, el paso abrupto de una región débil a una región fuerte de absorción.

En el experimento P6.3.3.6 se determinan las longitudes de onda λ_K de los cantos de absorción en función de los números atómicos Z. A partir de los valores de la medición, con la ley de Moseley se obtiene la constante de Rydberg *R* y el blindaje promedio σ.

ESPECTROSCOPIA ENERGÉTICA DE RAYOS X

P6.3.5.1
Registro y calibración de un espectro energético de rayos X

P6.3.5.2
Registro del espectro energético de un ánodo de molibdeno

P6.3.5.3
Registro del espectro energético de un ánodo de cobre

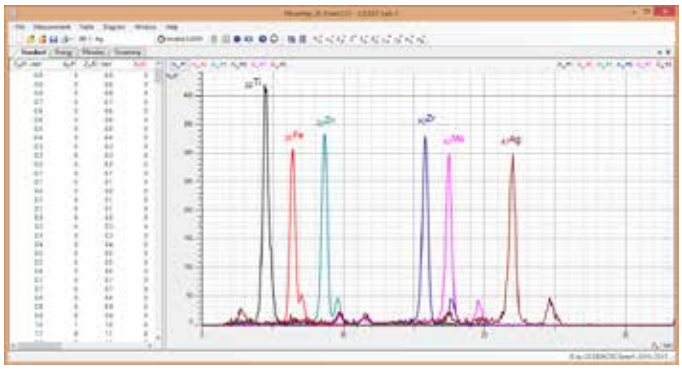
P6.3.5.4
Estudio del espectro característico en función al número atómico: líneas K

P6.3.5.5
Investigación del espectro característico en función al número atómico: líneas L

P6.3.5.6
Reflexión de Bragg resuelta energéticamente en ordenes distintas de difracción

Registro y calibración de un espectro energético de rayos X (P6.3.5.1)

N° de cat.	Descripción	P6.3.5.1-2	P6.3.5.3	P6.3.5.4	P6.3.5.5	P6.3.5.6
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1	1	1	1
554 861	Tubo de rayos X de Mo	1		1	1	
554 831	Goniómetro	1	1	1	1	1
559 938	Detector de energía de rayos X	1	1	1	1	1
524 013	Sensor-CASSY 2	1	1	1	1	1
524 220	CASSY Lab 2	1	1	1	1	1
524 058	Unidad MCA	1	1	1	1	1
501 02	Cable BNC, 1 m	1	1	1	1	1
554 862	Tubo de rayos X de Cu		1			1
554 844	Juego de muestras para la fluorescencia de las líneas K			1		
554 846	Juego de muestras para la fluorescencia de las líneas L				1	
554 78	Cristal de NaCl para reflexión de Bragg					1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1	1	1	1



Fluorescencia de rayos X de diversos elementos (P6.3.5.4/5)

El detector de energía de rayos X permite el registro del espectro energético de dicha radiación. El detector se compone de un fotodiodo refrigerado mediante el efecto Peltier, el cual genera pares de electrón hueco por acción de los rayos X incidentes. El número de pares electrón hueco, y por consiguiente, la altura del pulso de voltaje después de la amplificación es proporcional a la energía de los rayos X. El análisis de la altura del pulso es realizado a través del CASSY, que funciona como un analizador de canales múltiples (Caja-MCA), el cual está conectado a una computadora (PC).

El objetivo del experimento P6.3.5.1 es registrar el espectro de fluorescencia de rayos X de una muestra, y usar las energías dadas para la calibración del eje de energía. La muestra esta hecha de acero galvanizado y emite varias líneas fluorescentes.

Los experimentos P6.3.5.2 y P6.3.5.3 hacen uso de un detector calibrado para registrar el espectro emitido desde un ánodo de molibdeno o de cobre. El espectro resultante muestra las líneas características del material del que esta hecho el ánodo y el espectro contínuo de radiación de frenado.

El experimento P6.3.5.4 demuestra las diferencias en las líneas características fluorescentes K (transiciones hacia la capa K) en el espectro de rayos X de diferentes elementos. Estas son consideradas para confirmar la ley de Moseley' y mostrar aspectos de análisis de materiales.

El experimento P6.3.5.5 muestra líneas características fluorescentes L similares para elementos más pesados, demostrando la emisión de rayos X debido a las transiciones a la capa L.

En el experimento P6.3.5.6, es posible observar diferentes energías de rayos X simultáneamente ya que la condición de Bragg se cumple para diferentes órdenes.

Estructura fina de los rayos X característicos de un ánodo de molibdeno (P6.3.6.1)

ESTRUCTURA DE ESPECTROS DE RAYOS X

P6.3.6.1
Estructura fina de los rayos X característicos de un ánodo de molibdeno

P6.3.6.2
Estructura fina de los rayos X característicos de un ánodo de cobre

P6.3.6.3
Estructura fina de los rayos X característicos de un ánodo de hierro

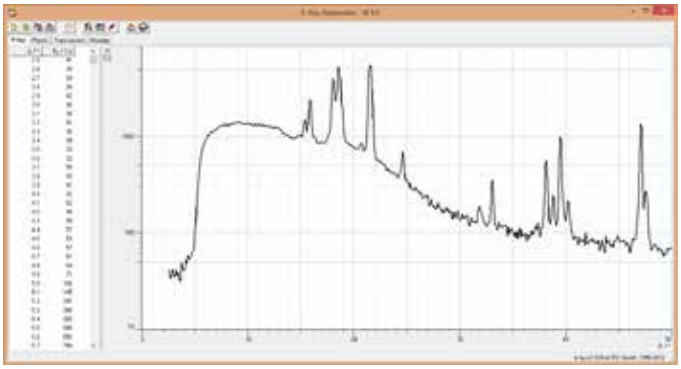
P6.3.6.4
Estructura fina de los rayos X característicos de un ánodo de plata

P6.3.6.5
Estructura fina de los rayos X característicos de un ánodo de tungsteno

P6.3.6.6
Determinación de la energía de enlace de las capas corticales separadas por excitación selectiva

P6.3.6.7
Estructura fina de los rayos X característicos de un ánodo de oro

N° de cat.	Descripción	P6.3.6.1	P6.3.6.2	P6.3.6.3	P6.3.6.4	P6.3.6.5–6	P6.3.6.7
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1	1	1	1	1
554 861	Tubo de rayos X de Mo	1					
554 831	Goniómetro	1	1	1	1	1	1
554 78	Cristal de NaCl para reflexión de Bragg	1			1		
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ y X	1	1	1	1	1	1
554 862	Tubo de rayos X de Cu		1				
554 791	Cristal de KBr para reflexión de Bragg		1				
554 863	Tubo de rayos X de Fe			1			
554 77	Cristal de LiF para reflexión de Bragg			1		1	1
554 865	Tubo de rayos X de Ag				1		
554 864	Tubo de rayos X de W					1	
554 866	Tubo de rayos X de Au						1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1	1	1	1	1



Espectro de Bragg del ánodo de tungsteno (P6.3.6.5)

La estructura y estructura fina del espectro de rayos X revela información valiosa acerca de la posición de los niveles de energía atómica. Se presenta la sistemática de las transiciones de rayos X. Empezando con molibdeno y completando con otros materiales que funcionan también como ánodos, como cobre y hierro, las transiciones de la capa K son investigadas en elementos ligeros y medianamente pesados.

A diferencia de estos materiales, los elementos pesados ??como el tungsteno muestran una emisión característica de la capas L con muchos detalles, porque el nivel inferior de la transición consta de varios subniveles que también pueden excitarse selectivamente.

El experimento P6.3.6.1 investiga el espectro de rayos X de un ánodo de molibdeno y la estructura fina de la línea K_α.

En los experimentos P6.3.6.2 y P6.3.6.3, se observan la radiación característica de baja energía de un ánodo de cobre o de hierro, y la estructura fina de la línea K_α.

El experimento P6.3.6.4 muestra la radiación característica de alta energía de plata y la división de estructura fina debido al acoplamiento de espín y orbita.

El experimento P6.3.6.5 demuestra la estructura fina de las líneas L de tungsteno. Debido a la división de los niveles energéticos, existen aproximadamente 11 transiciones visibles ($L_{\alpha 1-2}$, $L_{\beta 1-4}$, $L_{\gamma 1-3}$, L_l, L_v), las cuales pueden ser usadas para evaluar la posición de los niveles energéticos y demostrar transiciones permitidas y prohibidas.

Complementando el experimento P6.3.6.5, el experimento P6.3.6.6 mide directamente la división de la capa L. Solo el nivel L3 puede ser excitado a baja tensión de aceleración, y las transiciones de voltaje ascendente a L2 y luego a L1 se vuelven observables. Las energías de unión absoluta de los subniveles L se pueden medir directamente.

El experimento P6.3.6.7 demuestra la estructura fina de las líneas L de oro. Debido a la división de los niveles energéticos, existen aproximadamente 10 transiciones visibles ($L_{\alpha 1-2}$, $L_{\beta 1-4}$, $L_{\gamma 1-3}$, L_l, L_v), las cuales pueden ser usadas para evaluar la posición de los niveles energéticos y demostrar transiciones permitidas y prohibidas.

ESTRUCTURA DE ESPECTROS DE RAYOS X

P6.3.6.11
Estructura fina en alta resolución de los rayos X característicos de un ánodo de molibdeno

P6.3.6.12
Estructura fina en alta resolución de los rayos X característicos de un ánodo de cobre

P6.3.6.13
Estructura fina en alta resolución de los rayos X característicos de un ánodo de hierro

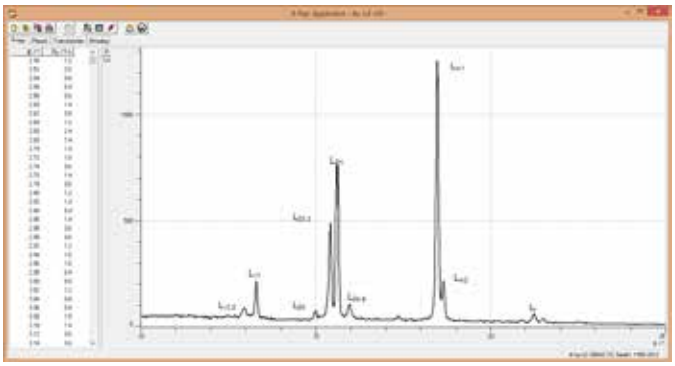
P6.3.6.14
Estructura fina en alta resolución de los rayos X característicos de un ánodo de plata

P6.3.6.15
Estructura fina en alta resolución de los rayos X característicos de un ánodo de tungsteno

P6.3.6.17
Estructura fina en alta resolución de los rayos X característicos de un ánodo de oro

Estructura fina en alta resolución de los rayos X característicos de un ánodo de molibdeno (P6.3.6.11)

N° de cat.	Descripción	P6.3.6.11	P6.3.6.12	P6.3.6.13	P6.3.6.14	P6.3.6.15	P6.3.6.17
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1	1	1	1	1
554 861	Tubo de rayos X de Mo	1					
554 831	Goniómetro	1	1	1	1	1	1
554 835	Accesorio HD, Rayos X	1	1	1	1	1	1
554 78	Cristal de NaCl para reflexión de Bragg	1			1		
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ y X	1	1	1	1	1	1
554 862	Tubo de rayos X de Cu		1				
554 77	Cristal de LiF para reflexión de Bragg		1	1		1	1
554 863	Tubo de rayos X de Fe			1			
554 865	Tubo de rayos X de Ag				1		
554 864	Tubo de rayos X de W					1	
554 866	Tubo de rayos X de Au						1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1		1	1	1	1



Espectro de Bragg de alta resolución de un ánodo de oro (P6.3.6.17)

La resolución de los espectros de rayos X puede mejorarse mediante el uso de rendijas más estrechas en el colimador y el detector. En combinación con un goniómetro que puede manejar tamaños de paso más pequeños, la fina estructura de los espectros de rayos X también puede resolverse en una orden de difracción más baja, lo que ahorra tiempo durante la medición.

El uso de rendijas de diferentes anchuras también permite investigar la intensidad de la radiación de la línea atómica en comparación con la intensidad del continuo debido a la separación de los electrones.

El experimento P6.3.6.11 investiga el espectro de rayos X de alta resolución de un ánodo de molibdeno y la estructura fina de la línea K_α.

Los experimentos P6.3.6.12 y P6.3.6.13 observan la radiación característica de baja energía de un ánodo de cobre o hierro y la estructura fina de alta resolución de la línea K_α

El experimento P6.3.6.14 observa la radiación característica de alta energía de la plata y la estructura fina de alta resolución que se divide debido al acoplamiento espín-órbita.

El experimento P6.3.6.15 demuestra la estructura fina de alta resolución de las líneas L de tungsteno. Debido a la división de los niveles de energía, hay aproximadamente 10 transiciones visibles ($L_{\alpha 1\text{-}2}$, $L_{\beta 1\text{-}5}$, $L_{\gamma 1\text{-}3}$), que se puede utilizar para evaluar la posición de los niveles de energía y para demostrar transiciones permitidas y prohibidas.

El experimento P6.3.6.17 demuestra la fina estructura de las líneas L doradas. Debido a la división de los niveles de energía, hay aproximadamente 10 transiciones visibles ($L\alpha 1\text{-}2$, $L\beta 1\text{-}4$, $L\gamma 1\text{-}3$, L_l, L_ν), que se pueden utilizar para evaluar la posición de los niveles de energía y para demostrar las transiciones permitidas y prohibidas.

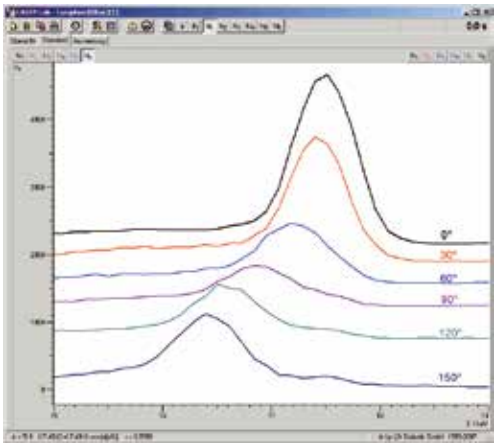
Efecto Compton: Medición de la energía de los fotónes dispersados en función del ángulo de dispersión (P6.3.7.2)

EFECTO COMPTON EN LOS RAYOS X

P6.3.7.1
Efecto Compton: Verificación de la pérdida de energía de los cuantos de rayos X dispersados

P6.3.7.2
Efecto Compton: Medición de la energía de los fotónes dispersados en función del ángulo de dispersión

N° de cat.	Descripción	P6.3.7.1	P6.3.7.2
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1
554 861	Tubo de rayos X de Mo	1	1
554 831	Goniómetro	1	1
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ y X	1	
554 836	Accesorio Compton para rayos X	1	
554 8371	Accesorio Compton II para rayos X		1
559 938	Detector de energía de rayos X		1
524 013	Sensor-CASSY 2		1
524 058	Unidad MCA		1
524 220	CASSY Lab 2		1
501 02	Cable BNC, 1 m		1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)		1



Variación de energía de los rayos X dispersados en diferentes ángulos (P6.3.7.2)

A principios de la década de 1920, cuando la naturaleza de la luz como partícula (fotón) -sugerida por el efecto fotoeléctrico- era aun tema de debate, el experimento de Compton en 1923, que consiste en la dispersión de rayos X- en electrones débilmente ligados, constituyó otra evidencia del comportamiento de los rayos X como partículas. *Arthur Holly Compton* investigó la dispersión de rayos X que atravesaban la materia. Considerando la física clásica, la frecuencia de radiación no debe ser alterada por el proceso de dispersión. Sin embargo, *A. H. Compton* observó un cambio de frecuencia en rayos X dispersos. El interpretó este fenómeno en base al modelo de partícula, es decir, como una colisión de un fotón de rayos X y un electrón del material donde se lleva a cabo la dispersión. Asumiendo la conservación total de impulso y energía, una cantidad de energía es transferida del fotón al electrón, de manera que la energía del fotón dispersado depende del ángulo de dispersión ϑ.

El experimento P6.3.7.1 verifica la variación de longitud de onda (Compton shift) usando un contador de ventana. La variación de longitud de onda debido al proceso de dispersión se visualiza como un cambio de la atenuación de un material absorbente, el cual es colocado ya sea delante o detrás del cuerpo dispersado.

El objetivo del experimento P6.3.7.2 es registrar directamente el espectro energético de los rayos X dispersos en función al ángulo de dispersión ϑ usando el detector de energía de rayos X. La energía $E(\vartheta)$ de los fotones dispersados en diferentes ángulos se determina y se compara con la energía calculada a partir de las leyes de conservación de energía e impulso, usando la expresión relativística para la energía

$$E(\vartheta) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m \cdot c^2} \cdot (1 - \cos\vartheta)}$$

E_0: energía del protón antes de la colisión

m: masa del electrón en reposo

c: velocidad de la luz

TOMOGRAFÍA DE RAYOS X

P6.3.8.1
Medición y representación de una tomografía computarizada

P6.3.8.2
Tomografía computarizada de objetos geométricos simples

P6.3.8.3
Fundamentos de tomografía con el módulo de tomografía computarizada

P6.3.8.4
Medición del coeficiente de absorción y de las unidades de Hounsfield por medio de tomografía computarizada con el módulo de tomografía computarizada

P6.3.8.5
Tomografía computarizada de muestras biológicas

Medición y representación de una tomografía computarizada (P6.3.8.1)

N° de cat.	Descripción	P6.3.8.1	P6.3.8.2–4	P6.3.8.5
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1	1
554 831	Goniómetro	1	1	1
554 866	Tubo de rayos X de Au	1	1	1
554 821	Módulo de tomografía computarizada	1	1	1
554 823	Fantasma, 3D		1	
554 825	Adaptador LEGO		1	
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1	1

En el año 1972, el primer escáner de tomografía computarizada fue construido por Godfrey Hounsfield, junto con Allan Cormack, quien fue distinguido con el Premio Nobel en Fisiología o Medicina en 1979. La idea básica de la tomografía computarizada (TC) es la iluminación de un objeto con rayos X desde muchos ángulos distintos. Nuestro aparato educacional permite la iluminación de objetos con rayos X. Las proyecciones en 2D resultantes son visualizadas en la pantalla fluorescente. Al girar un objeto usando un goniómetro implementado en el aparato de rayos X, y registrando las proyecciones en 2D de cada ángulo, la computadora puede reconstruir el objeto iluminado por los rayos X. Nuestro software (con manuales en la web) visualiza la retro proyección necesaria para reconstruir la tomografía computarizada simultáneamente al proceso de escaneo. El modelo en 3D es presentado posteriormente en la pantalla de la PC.

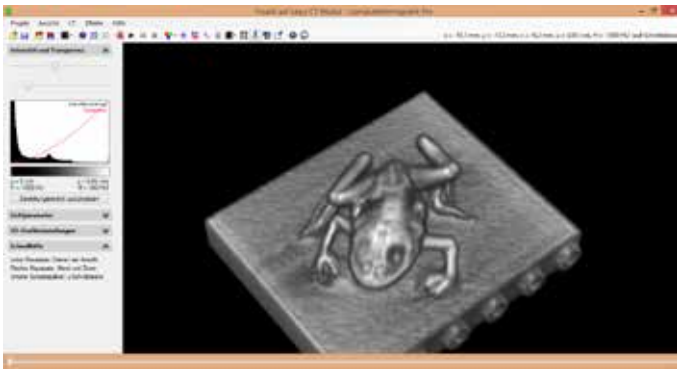
El experimento P6.3.8.1 trata los fundamentos de la tomografía computarizada. Las imágenes de tomografía computarizada de objetos geométricos simples son registradas y visualizadas.

El experimento P6.3.8.2 muestra la tomografía computarizada (TC) de objetos geométricos simples para demostrar los fundamentos de la tomografía.

El experimento P6.3.8.3 muestra la TC de objetos relacionados con la medicina para demostrar las propiedades básicas de la tomografía y para investigar posibles problemas con agentes externos o errores de imagen.

El experimento P6.3.8.4 analiza el coeficiente de absorción del agua dentro de un cuerpo plástico para demostrar las capacidades de la TC en distinguir diferentes tipos de tejidos. Además, se discuten efectos de endurecimiento de los rayos X.

El experimento P6.3.8.5 analiza la TC de especímenes biológicos, aplicando los resultados de los experimentos previos.



Tomografía computarizada de muestras biológicas (P6.3.8.5).

Tomografía computarizada de una figura de Lego (P6.3.8.2)

Medición y representación de una tomografía computarizada con el sensor de imágenes de rayos X (P6.3.8.11)

TOMOGRAFÍA DE RAYOS X

P6.3.8.11
Medición y representación de una tomografía computarizada con el sensor de imágenes de rayos X

P6.3.8.12
Tomografía computarizada de objetos geométricos simples con el sensor de imágenes de rayos X

P6.3.8.13
Fundamentos de la tomografía computarizada con el sensor de imágenes de rayos X

P6.3.8.14
Medición del coeficiente de absorción y de las unidades de Hounsfield por medio de tomografía computarizada con el sensor de imágenes de rayos X

P6.3.8.15
Tomografía computarizada de muestras biológicas con el sensor de imágenes de rayos X

N° de cat.	Descripción	P6.3.8.11	P6.3.8.12–4	P6.3.8.15
554 800	Unidad básica para rayos X	1	1	1
554 831	Goniómetro	1	1	1
554 866	Tubo de rayos X de Au	1	1	1
554 820P1	Paquete tomografía computarizada Pro	1	1	1
554 823	Fantasma, 3D		1	
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1	1

El sensor de imagen del paquete de Tomografía Computarizada PRO se caracteriza por una resolución significativamente más alta, tanto geométricamente como en las gradaciones de brillo. Esto permite imágenes de objetos mucho más detalladas.

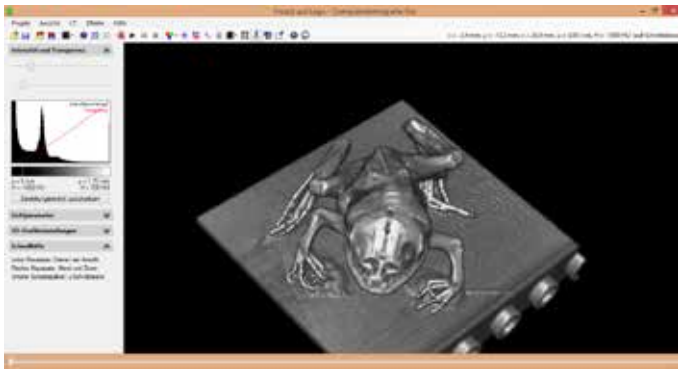
En el experimento P6.3.8.11 se desarrollan los conceptos básicos de la tomografía computarizada y se lleva a cabo el registro y la representación de los tomogramas de objetos geométricos simples.

El experimento P6.3.8.12 examina objetos geométricos simples para estudiar las propiedades básicas y la resolución de la tomografía.

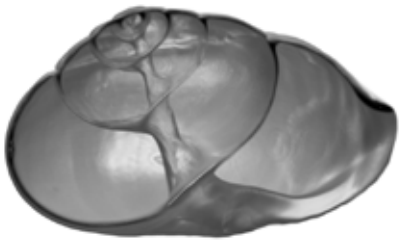
En el experimento P6.3.8.13, se examinan los objetos relacionados con la medicina para presentar las características básicas de la tomografía y también para presentar los posibles problemas relacionados con artefactos y aberraciones.

En el experimento P6.3.8.14, se examinan los coeficientes de absorción de agua en un cuerpo plástico para mostrar las posibilidades de la TC para diferenciar diferentes tipos de tejidos, calibrarlos con unidades Hounsfield y analizar los efectos del endurecimiento del haz.

En el experimento P6.3.8.15, los objetos biológicos reales son examinados por CT y los hallazgos de los experimentos preliminares se aplican en contexto.



La misma rana que se muestra en la página anterior, pero utilizando el sensor de imagen PRO se mejora la resolución a 0,05 mm y se reduce significativamente el ruido (P6.3.8.15).



Tomografías computarizadas de alta resolución de una concha de caracol

DETECCIÓN DE RADIOACTIVIDAD

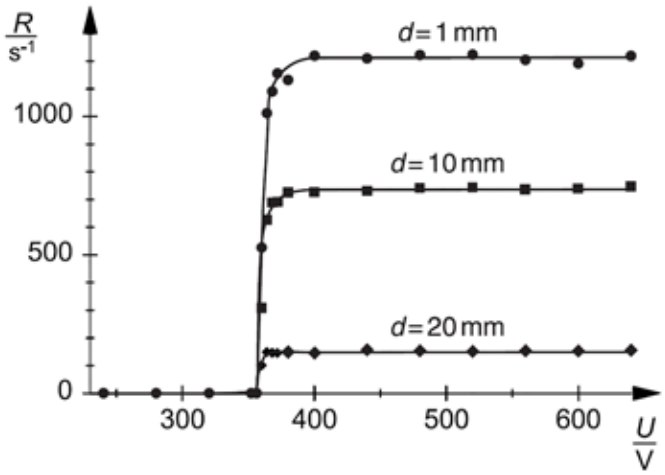
P6.4.1.4
Registro de la curva característica de un tubo contador Geiger-Müller

Registro de la curva característica de un tubo contador Geiger-Müller (P6.4.1.4)

N° de cat.	Descripción	P6.4.1.4
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ</FONT> y X	1
559 436	Preparado de Ra-226, 5 kBq	1
524 005W2	Mobile-CASSY 2 wifi	1
524 440	Adaptador GM M	1
590 13	Varilla de soporte taladrada, 25 cm	1
591 21	Enchufe grande con muelle	1
532 16	Barra de conexión	1
300 11	Zócalo	2

H. Becquerel descubrió la radioactividad en 1895 al realizar el estudio de sales de uranio. Él descubrió que estas sales de urano emitían una radiación que cambiaba los materiales fotográficos sensibles a la luz inclusive a través de un papel negro. Además descubrió que el aire es ionizado y que la radiación puede ser identificada mediante este efecto ionizante.

El experimento P6.4.1.4 registra la tasa de conteo frente a la característica de voltaje de un tubo contador Geiger-Müller. La tasa de conteo aumenta con el voltaje para valores de voltaje bajo, antes de alcanzar un valor de saturación (meseta) que depende de la intensidad o distancia de la fuente.



Características del contratubo (tasa de conteo R en función de la tensión del contratubo *U*) a tres distancias d diferentes entre la preparación y el contratubo (P6.4.1.4)

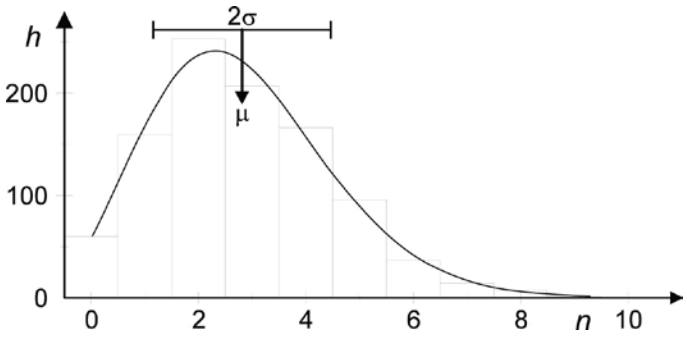
Fluctuaciones estadísticas en la determinación de las tazas de conteo (P6.4.2.1)

DISTRIBUCIÓN DE POISSON

P6.4.2.1
Fluctuaciones estadísticas en la determinación de las tazas de conteo

N° de cat.	Descripción	P6.4.2.1
524 013	Sensor-CASSY 2	1
524 220	CASSY Lab 2	1
524 0331	Tubo contador GM S	1
559 835	Preparaciones radiactivas, juego de 3	1
591 21	Enchufe grande con muelle	1
590 02	Soporte con muelle prensor	1
532 16	Barra de conexión	2
300 11	Zócalo	1*
587 07	Altavoz para altas audiofrecuencias	1*
501 45	Cables, 50 cm, rojo/azul, par	1*
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1

* se requiere adicionalmente



Distribución de Poisson medida y calculada Histograma: *h(n)*, curva: *N · wB (n)* (P6.4.2.1)

En cada partícula de un preparado radioactivo el azar determina si en el intervalo de tiempo Δt siguiente la partícula decae. La probabilidad que una determinada partícula decaiga en el intervalo de tiempo siguiente es muy pequeña. Por esta razón, el número n de partículas que decaen en un intervalo de tiempo Δt está distribuido en una curva de Poisson, alrededor de un valor promedio μ. Esto es, la probabilidad que en un intervalo de tiempo Δt *is*

$$W_\mu(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}$$

μ sea proporcional al tamaño del preparado y al intervalo de tiempo Δt y sea inversamente proporcional a la vida media $T_{1/2}$ del decaimiento radiactivo.

Usando el sistema CASSY, en el experimento P6.4.2.1 se determina varias veces y de manera consecutiva el número n de impulsos, que la radioactividad produceen un tubo contador Geiger-Müller durante un tiempo de puerta Δt elegible. Después de un total de N procesos de conteo se determinan las frecuencias $h(n)$, con las que justo se puede contar impulsos cada vez n y representadas como un histograma. Con fines de comparación, el programa de evaluación calcula el valor promedio μ y la desviación estándar

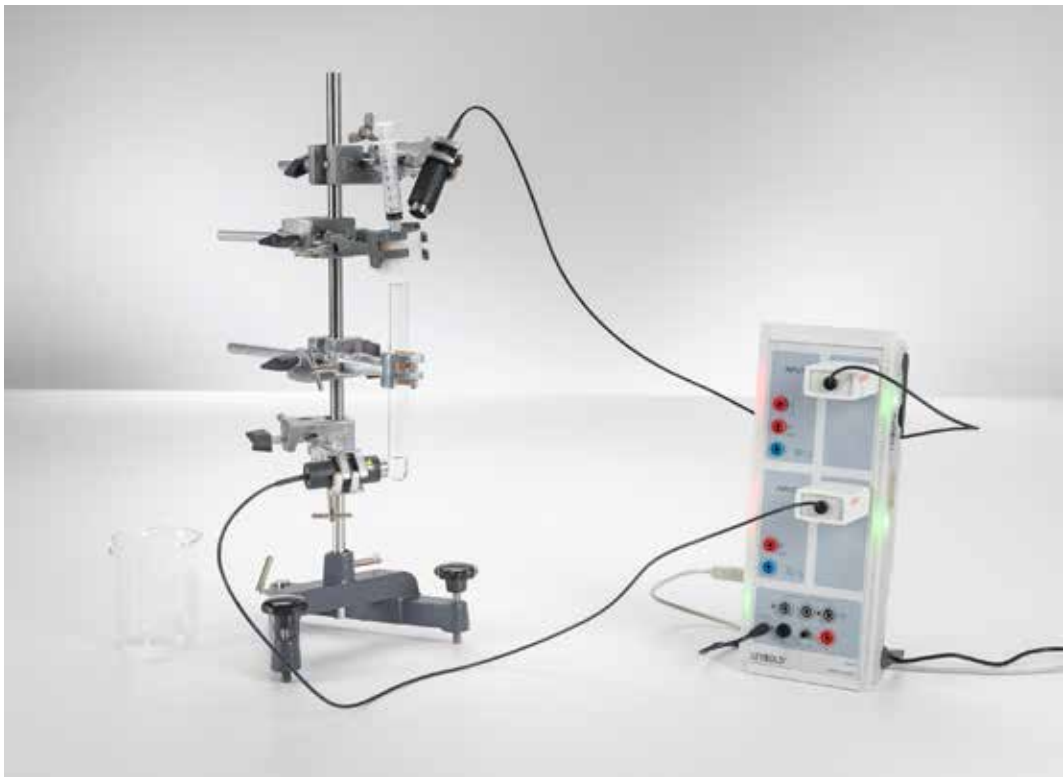
$$\sigma = \sqrt{\mu}$$

de la distribución de frecuencias medida $h(n)$ así como la distribución de Poisson$w_\mu(N)$. Para valores medios más altos μ la distribución de Poisson se convierte en una distribución de Gauss.

DECAIMIENTO RADIOACTIVO Y VIDA MEDIA

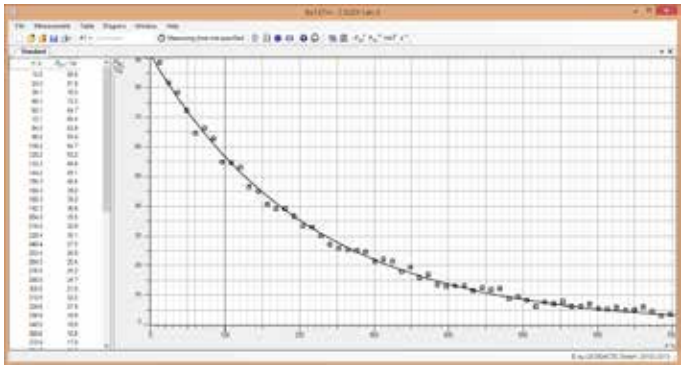
P6.4.3.3
Determinación de la vida media del Cs-137 – Registro punto a punto de la curva de decaimiento radioactivo

P6.4.3.4
Determinación de la vida media del Cs-137 – Registro y evaluación de la curva de decaimiento y de producción radioactivo con CASSY



Determinación de la vida media del Cs-137 – Registro y evaluación de la curva de decaimiento y de producción radioactivo con CASSY (P6.4.3.4)

N° de cat.	Descripción	P6.4.3.3	P6.4.3.4
559 815OZ	Cs/Ba-137m Generador de isótopos 370 kBq	1	1
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ y X	1	
524 440	Adaptador GM M	1	
524 005W2	Mobile-CASSY 2 wifi	1	
300 02	Base de trípode en forma de V, pequeño	1	1
300 42	Varilla de soporte, 47 cm, 12 mm Ø	1	1
301 01	Mordaza múltiple LEYBOLD	2	4
666 555	Pinza universal 0...80 mm	2	4
664 043	10 tubos de ensayo de Fiolax con borde r	1	1
664 103	Vaso, 250 ml, forma baja	1	1
524 013	Sensor-CASSY 2		1
524 220	CASSY Lab 2		1
524 0331	Tubo contador GM S		2
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)		1



Radioactividad en decaimiento después de la elución de Ba-137m (P6.4.3.4)

Para la actividad de una muestra radioactiva se cumple

$$A(t) = \left|\frac{dN}{dt}\right|$$

En donde N es el número de núcleos atómicos radioactivos en el instante t. Sin embargo, no se puede predecir el instante de decaimiento para núcleos atómicos individuales. Pero el hecho de que todos los núcleos atómicos decaen con la misma probabilidad, resulta que durante el intervalo de tiempo siguiente dt el número de núcleos radioactivos decrece en

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot t$$

λ: constante de decaimiento

Para el número N es válida la ley de decaimiento:

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

N_0: número de núcleos atómicos radioactivos en el tiempo $t = 0$

Se deduce, entre otros, que después del tiempo de vida media

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

el número de núcleos radiactivos ha disminuido a la mitad.

Para determinar la vida media de Ba-137m, en el experimento P6.4.3.3 se usan una botella plástica con Cs-137 guardado en sal. El isotopo meta-estable Ba-137m proveniente de la desintegración β se libera mediante una solución. El medio tiempo es de 2.6 minutos aproximadamente.

En el experimento P6.4.3.4, se utiliza una botella de plástico con Cs-137 radioactivo. El Cs-137 se descompone continuamente en Ba-137m. El isótopo metaestable Ba-137m que surge de la decadencia β es lavado selectivamente por una jeringa con solución de elución. El medio tiempo es de 2.6 minutos aproximadamente.

Usando dos tubos contadores, podemos observar primero la transferencia de elución del Ba-137m radiactivo de la botella de plástico al tubo de ensayo. Dentro del tubo de ensayo, el Ba-137m decaerá exponencialmente con el tiempo en unos pocos minutos, al mismo tiempo, la actividad del Ba-137m dentro de la botella de plástico se acumulará de nuevo. Al final, hay de nuevo un equilibrio dinámico de decaimiento y producción en la botella de plástico.

Confirmación de la ley de la distancia para la radiación β (P6.4.4.3)

ATENUACIÓN DE LA RADIACIÓN α, β Y γ

P6.4.4.2
Atenuación de la radiación β al pasar por la materia

P6.4.4.3
Confirmación de la ley de la distancia para la radiación β

P6.4.4.4
Absorción de radiación γ al pasar por la materia

N° de cat.	Descripción	P6.4.4.2	P6.4.4.3	P6.4.4.4
559 835	Preparaciones radiactivas, juego de 3	1	1	
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ y X	1	1	1
575 471	Contador S	1	1	1
559 18	Colimador con láminas de absorción	1		
590 02	Soporte con muelle prensor	1	1	
591 21	Enchufe grande con muelle	1	1	
532 16	Barra de conexión	2	2	
300 11	Zócalo	2	2	
460 97	Escala metálica, 0,5 m		1	
559 845	Lamina de oro y aluminio en retén a,b,g			1
559 855	Isótopo radioactivo de Co-60			1
686 651	Placa de experimentación RAD			1
686 653	Soportes de tubo contador y preparación			1
686 657	Pinzas de plástico, separación 1,2 cm, juego de 3			1
686 660	Montura y 9 placas, juego de			1
686 661	Placas de plomo, 50 x 50 x 2 mm, juego de 8			1

Las partículas α y β de altas energías entregan sólo una parte de su energía al chocar con un átomo absorbente. Por esta razón se requieren numerosos choques para frenar totalmente una partícula. El alcance R de estas partículas

$$R \propto \frac{E_0^2}{n \cdot Z}$$

depende de la energía inicial E_0, de la densidad numérica n y del número atómico Z de los átomos absorbentes. Una fracción determinada de partículas α y β de menor energía, son frenadas, absorbidas o dispersadas al penetrar un absorbente de espesor dx y desaparecen del haz. De aquí que la intensidad de la irradiación I decrezca exponencialmente respecto al recorrido de absorción x

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

μ: coeficiente de atenuación

En el experimento P6.4.4.2 se mide la atenuación de la radiación β del Sr-90 en aluminio en función del espesor d del absorbente. El experimento muestra una reducción exponencial de la intensidad.

Con fines de comparación, en el experimento P6.4.4.3 se retira al absorbente y se varía la distancia entre el preparado β y el tubo contador. Como es de esperar, en buena aproximación la intensidad de un radiador puntual tiene la siguiente expresión:

$$I(d) \propto \frac{1}{d^2}$$

En el experimento P6.4.4.4 se estudia la atenuación de la radiación γ en la materia. Aquí también la intensidad decrece exponencialmente en buena aproximación. El coeficiente de atenuación μ depende del material absorbente y de la energía γ.

DEMOSTRACIÓN DE TRAYECTORIAS DE PARTÍCULAS

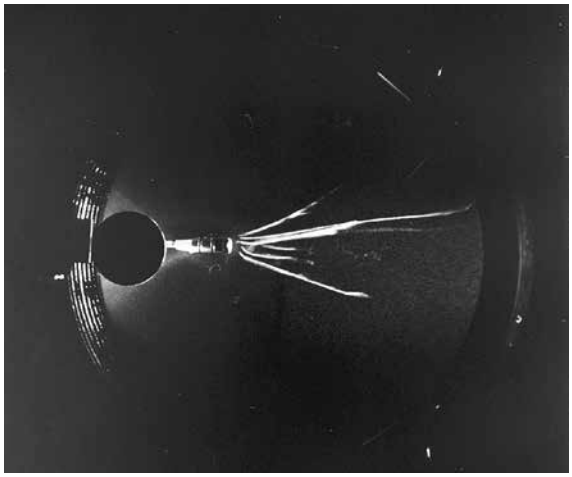
P6.5.1.1
Demostración de las trayectorias de partículas α en la cámara de niebla de Wilson

Demostración de las trayectorias de partículas α en la cámara de niebla de Wilson (P6.5.1.1)

N° de cat.	Descripción	P6.5.1.1
559 57	Camara de Wilson según Schürholz	1
559 596	Preparado de Ra-226 para la cámara de Wilson	1
450 60	Carcasa de lámpara	1
450 511	Bombillas, 6 V/30 W, E14, juego de 2	1
460 20	Condensador asférico con porta diafragma	1
522 27	Fuente de alimentación 450 V	1
521 210	Transformador 6/12 V	1
301 06	Mordaza de mesa	1
300 11	Zócalo	1
501 46	Par de cables 100 cm, rojo/azul	1
671 9720	Etanol - solvente, 1 l	1

En la cámara de niebla de Wilson, mediante expansión adiabática se hace pasar brevemente una mezcla de aire, agua y alcohol a un estado de sobresaturación. El vapor sobresaturado se condensa bruscamente en gotitas de niebla alrededor de los gérmenes de condensación. Los gérmenes de condensación apropiados son iones que surgen por ejemplo mediante choques α entre partículas y moléculas de agua en la cámara de niebla para hacer semillas de condensación particularmente eficientes.

En el experimento P6.5.1.1 se observan las trayectorias de partículas α en una cámara de Wilson. Estas son visibles como huellas de gotitas después de cada encendido rápido de la bombilla por uno a dos segundos, con luz que incide lateralmente. En la cámara un campo eléctrico limpia el ambiente de la misma de iones residuales.



Huellas de gotitas en la cámara de niebla de Wilson (P6.5.1.1)

Dispersión de Rutherford: Medición de la tasa de dispersión en función del ángulo de dispersión y del número atómico (P6.5.2.1)

DISPERSIÓN DE RUTHERFORD

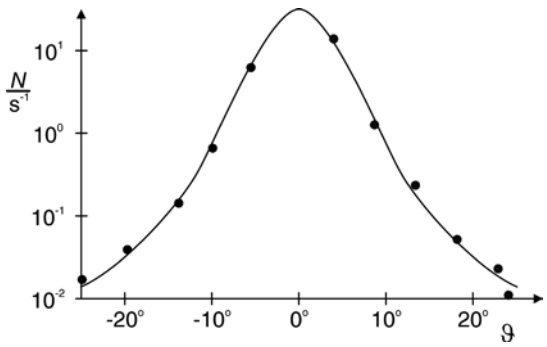
P6.5.2.1
Dispersión de Rutherford:
Medición de la tasa de dispersión en función del ángulo de dispersión y del número atómico

N° de cat.	Descripción	P6.5.2.1
559 82OZ	Preparado de Am-241	1
559 56	Cámara de dispersión de Rutherford	1
559 52	Lámina de aluminio en montura	1
559 931	Discriminador-Preamplificador	1
562 791	Adaptador de alimentación, 12 V CA	1
575 471	Contador S	1
378 73	Bomba de vacío S 1,5	1
378 005	Pieza en T, DN 16 KF	1
378 040	Anillo centrado DN10/16KF	1
378 045	Anillo de centra DN 16 KF	1
378 050	Collarin apriete DN 10/16 KF	2
378 771	Válvula de aireación DN 10 KF	1
378 031	Brida DN 16 KF con boquilla	1
667 186	Tubo de goma para vacío, 8 mm Ø	1
501 01	Cable BNC, 0,25 m	1
575 24	Cable de medición BNC/enchufe de 4 mm	1

Mediante uno de los experimentos más trascendentes de toda la historia de la física, siendo *Rutherford*, *Geiger* y *Marsden* confirmaron como un hecho que un átomo sea «esencialmente vacío». Ellos hicieron incidir un haz paralelo de partículas α sobre una lámina delgada de oro. Dedujeron que la mayoría de partículas α penetran la lámina de oro casi sin desviarse y sólo unos pocos son dispersados. Concluyeron entonces que los átomos están compuestos de unas capas sin masa, extensas y un núcleo prácticamente puntual y masivo.

En el experimento P6.5.2.1 se hace esta observación con un preparado de Am-241 en una cámara de vacío. Se mide la tasa de dispersión $N(\vartheta)$ de las partículas α en función del ángulo de dispersión ϑ por medio de un detector de semiconductor. Como dispersor se dispone de una lámina de oro (Z = 80) y de una lámina de aluminio (Z = 13). Para la tasa de conteo se confirma la relación

$$N(\vartheta) \propto \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad \text{y} \quad N(\vartheta) \propto Z^2$$



Tasa de dispersión *N* en función del ángulo de dispersión ϑ (P6.5.2.1)

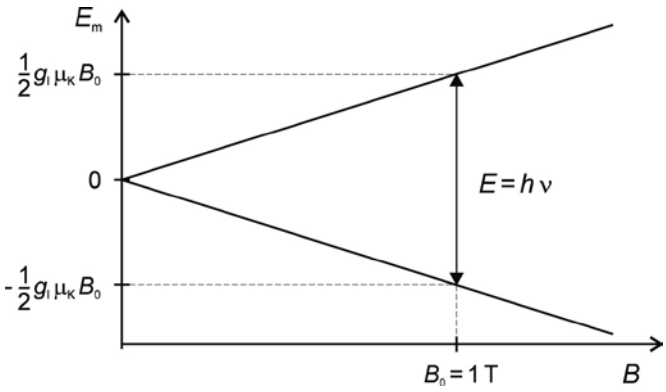
RESONANCIA MAGNÉTICA NUCLEAR (RMN)

P6.5.3.1
Resonancia magnética nuclear en poliestireno, glicerina y teflón

Resonancia magnética nuclear en poliestireno, glicerina y teflón (P6.5.3.1)

N° de cat.	Descripción	P6.5.3.1
514 602	Unidad de servicio NMR	1
514 606	Unidad de medición RMN	1
562 11	Núcleo en forma de U con yugo	1
562 131	Bobina de 480 espiras, 10 A	2
521 546	Fuente de alimentación de CC 0...16 V/0...5 A	1
575 304	Osciloscopio de memoria digital 70MHz de dos canales	1
501 02	Cable BNC, 1 m	2
500 622	Cable de seguridad para experimentación 50 cm, azul	1
500 641	Cable de seguridad para experimentación, 100 cm, rojo	1
500 642	Cable de seguridad para experimentación, 100 cm, azul	1
524 005W2	Mobile-CASSY 2 wifi	1*
524 0381	Sonda B multiuso S	1*
501 11	Cable de extensión, 15 polos	1*

* se requiere adicionalmente



Esquema de la condición de resonancia para átomos de hidrógeno (P6.5.3.1)

El momento magnético de un núcleo vinculado al espín nuclear I toma los estados energéticos

$$E_m = -g_I \cdot \mu_K \cdot m \cdot B \quad \text{con} \quad m = -I,\ -I+1,\ \ldots,\ I$$

$$\mu_K = 5{,}051 \cdot 10^{-27}\,\frac{J}{T}: \text{ magnéton nuclear}$$

g_I: factor g del núcleo

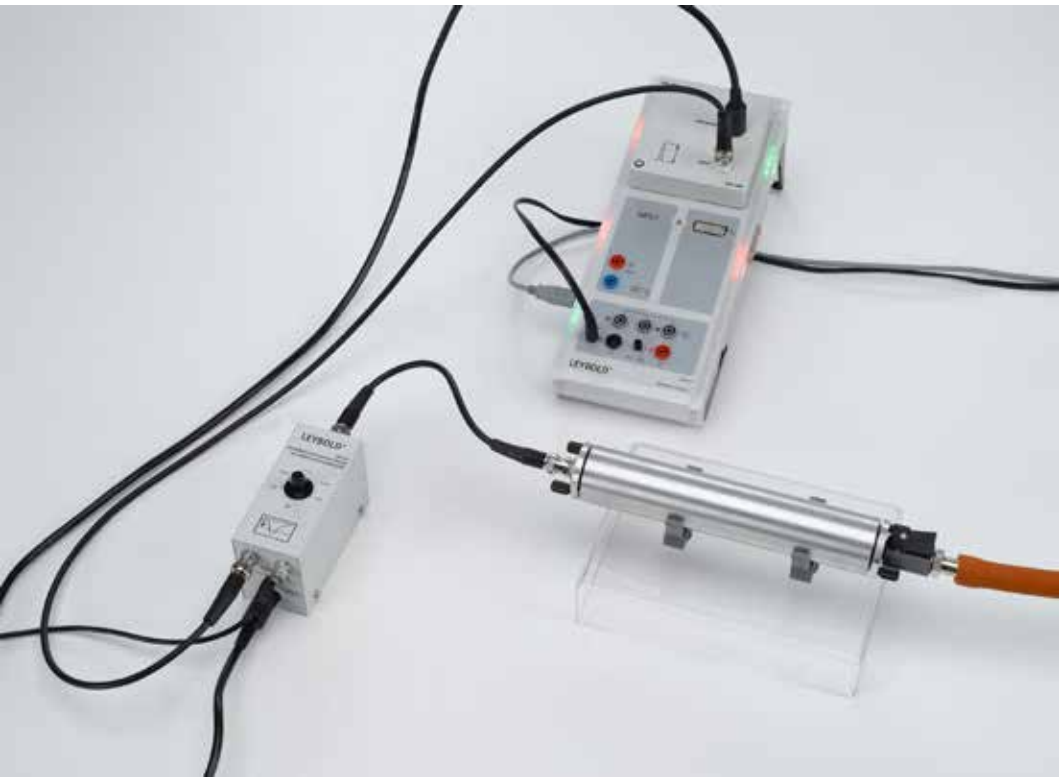
en un campo magnético B. Un campo magnético perpendicular a éste último y de alta frecuencia con frecuencia ν excita transiciones entre estados de energía vecinos, si se cumple la condición de resonancia

$$h \cdot \nu = E_{m+1} - E_m$$

h: constante de Planck

Este hecho es el fundamento de la resonancia de espín nuclear, para la cual la señal de resonancia se detecta con un sistema de medición de alta frecuencia. Para núcleos de hidrógeno la frecuencia de resonancia es por ejemplo de unos 42,5 MHz en un campo magnético de 1 T. Su valor exacto depende de la entorno químico del átomo de hidrógeno, ya que además del campo magnético exterior B, también actúa el campo local interior sobre los núcleos de hidrógeno, el cual es generado por los átomos y núcleos de la vecindad más cercana. Aún el ancho de la señal de resonancia depende de la estructura de la sustancia estudiada.

En el experimento P6.5.3.1 se verifica la resonancia de espín nuclear en poliestireno, glicerina y teflón. Aquí se evalúa la posición, el ancho y la intensidad de las líneas de resonancia. Además, el tiempo de relajación del sistema de giro se puede observar mediante una medición de la frecuencia de los latidos.



Espectroscopía α en muestras radioactivas (P6.5.4.1)

ESPECTROSCOPÍA α

P6.5.4.1
Espectroscopía α en muestras radioactivas

P6.5.4.2
Determinación de la pérdida de energía de radiación α en aire

P6.5.4.3
Determinación de la pérdida de energía de radiación α en aluminio y en oro

P6.5.4.4
Determinación de la edad en una muestra de Ra-226

P6.5.4.5
Estructura fina de la radiación α de Am-241

N° de cat.	Descripción	P6.5.4.1	P6.5.4.2	P6.5.4.3	P6.5.4.4	P6.5.4.5
559 565	Cámara espectroscópica Alfa	1	1	1	1	1
559 921	Detector de semiconductor	1	1	1	1	1
559 825	Preparado de Am-241, abierto, 3,7 kBq	1	1	1		1
559 436	Preparado de Ra-226, 5 kBq	1		1	1	
524 013	Sensor-CASSY 2	1	1	1	1	1
524 220	CASSY Lab 2	1	1	1	1	1
524 058	Unidad MCA	1	1	1	1	1
559 931	Discriminador-Preamplificador	1	1	1	1	1
501 16	Cable de unión, de 6 polos, 1,5 m	1	1	1	1	1
501 02	Cable BNC, 1 m	1	1	1	1	1
501 01	Cable BNC, 0,25 m	1	1	1	1	1
378 73	Bomba de vacío S 1,5	1	1	1	1	1
378 005	Pieza en T, DN 16 KF	1		1	1	1
378 040	Anillo centrado DN10/16KF	1		1	1	1
378 045	Anillo de centra DN 16 KF	1	3	1	1	1
378 050	Collarin apriete DN 10/16 KF	2	3	2	2	2
378 771	Válvula de aireación DN 10 KF	1		1	1	1
378 031	Brida DN 16 KF con boquilla	1	1	1	1	1
667 186	Tubo de goma para vacío, 8 mm Ø	1	1	1	1	1
575 302	Osciloscopio de 30 MHz, digital, PT1265	1*				1*
378 015	Pieza en cruz DN 16 KF		1			
378 776	Valvula dosificadora DN 16 KF		1			
378 510	Manómetro de puntero, DN 16 KF		1			
311 78	Cinta métrica 2 m/1 mm		1			
559 521	Papel de aluminio y oro en soporte			1		
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1	1	1	1

* se requiere adicionalmente

Aproximadamente hasta el año 1930, la energía de radiaciones α se caracterizó por su alcance en el aire. Una partícula de 5,3 MeV (Po-210) tiene por ejemplo un alcance de 3,84 cm. Hoy en día se puede estudiar con más exactitud los espectros de energía; con detectores basados en semiconductores. Con ellos se encuentra líneas discretas que corresponden a los niveles excitados de los núcleos atómicos emisores.

El objetivo del experimento P6.5.4.1 es el registro y la comparación de los espectros de energía α de ambos preparados estándares Am-241 y Ra-226. Para mejorar la exactitud de la medición, ésta se lleva a cabo en una cámara de vacío.

En el experimento P6.5.4.2 se mide la energía E de partículas en función de la presión de aire p en la cámara de vacío. Los datos de medición se utilizan para determinar la energía por unidad de distancia dE/dx que el α las partículas se pierden en el aire. Aquí se tiene que

$$x = \frac{p}{p_0} \cdot x_0$$

x_0: distancia real

p_0: presión normal

es la distancia aparente entre preparado y detector.

En el experimento P6.5.4.3 se determina la pérdida de energía por trayectoria recorrida de las partículas α en oro y en aluminio, como cociente de la variación de energía ΔE y el espesor Δx de las láminas de metal.

Para determinar la edad del preparado del Ra-226, en el experimento P6.5.4.4 se analizan las contribuciones individuales de la cadena de decaimiento del Ra-226 del espectro de energía α.

El objetivo del experimento P6.5.4.5 es registrar la estructura fina en el α espectro de Am-241. Una desintegración alfa puede terminar en varios estados excitados del núcleo hijo, revelando los niveles de excitación nuclear del núcleo. Experimentalmente, esto se puede registrar utilizando una fuente radiactiva sin sellar.

ESPECTROSCOPÍA γ

P6.5.5.1
Detección γ radiación con un contador de centelleo

P6.5.5.2
Registro γ calibración de un espectro

P6.5.5.3
Absorción de radiación γ

P6.5.5.4
Identificación y determinación de la actividad en muestras radioactivas débiles

P6.5.5.5
Registro β espectro con un contador de centelleo

P6.5.5.6
Coincidencia y correlación angular γ-γ en el caso de decaimiento de positrones

P6.5.5.7
Coincidencia γ decaimiento de cobalto

Absorción de radiación γ (P6.5.5.3)

N° de cat.	Descripción	P6.5.5.1	P6.5.5.2	P6.5.5.3	P6.5.5.4	P6.5.5.5	P6.5.5.6	P6.5.5.7
559 845	Lamina de oro y aluminio en retén α, β, γ	1					1	
559 901	Contador de centelleo	1	1	1	1	1	2	2
559 891	Zócalo para el Contador de centelleo	1	1	1	1	1	1	1
559 912	Etapa de salida para detector	1	1	1	1	1	2	2
521 68	Fuente de alimentación de alta tensión	1	1	1	1	1	2	2
524 013	Sensor-CASSY 2	1	1	1	1	1	1	1
524 058	Unidad MCA	1	1	1	1	1	2	2
524 220	CASSY Lab 2	1	1	1	1	1	1	1
300 42	Varilla de soporte, 47 cm, 12 mm Ø	1	1	1		1	1	1
301 01	Mordaza múltiple LEYBOLD	1	1	1		1	1	1
666 555	Pinza universal 0...80 mm	1	1	1		1	1	1
575 302	Osciloscopio de 30 MHz, digital, PT1265	1*						
501 02	Cable BNC, 1 m	1*						
559 835	Preparaciones radiactivas, juego de 3		1	1		1		
559 865	Isótopo radioactivo de Na-22		1				1	
559 855	Isótopo radioactivo de Co-60		1*	1*				1
559 94	Juego de absorbedores y targets			1		1		
559 89	Blindaje de contador de centelleo				1	1		
559 88	Vaso de Marinelli				2			
559 885	Preparado calibrado Cs-137, 5 kBq				1			
672 5210	Cloruro potásico, 250 g				4			
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1	1	1	1	1	1	1

* se requiere adicionalmente

Los espectros γ registrados con un detector de centelleo, permiten la identificación de diferentes núcleos y dan una idea de los aspectos fundamentales de la física nuclear y la interacción de la radiación con la materia, como la dispersión de Compton o el efecto fotoeléctrico.

En el experimento P6.5.5.1 se estudian los impulsos de salida del contador de centelleo con el osciloscopio y el analizador multicanal MCA-CASSY. El pico de absorción total y la distribución de Compton se identifican en la distribución de amplitud de pulso generada con γ monoenergético radiación.

El objetivo del experimento P6.5.5.2 es el registro y comparación de the γ los espectros de energía de los preparados estándares. Los picos de absorción total sirven para calibrar el contador de centelleo y para identificar preparados.

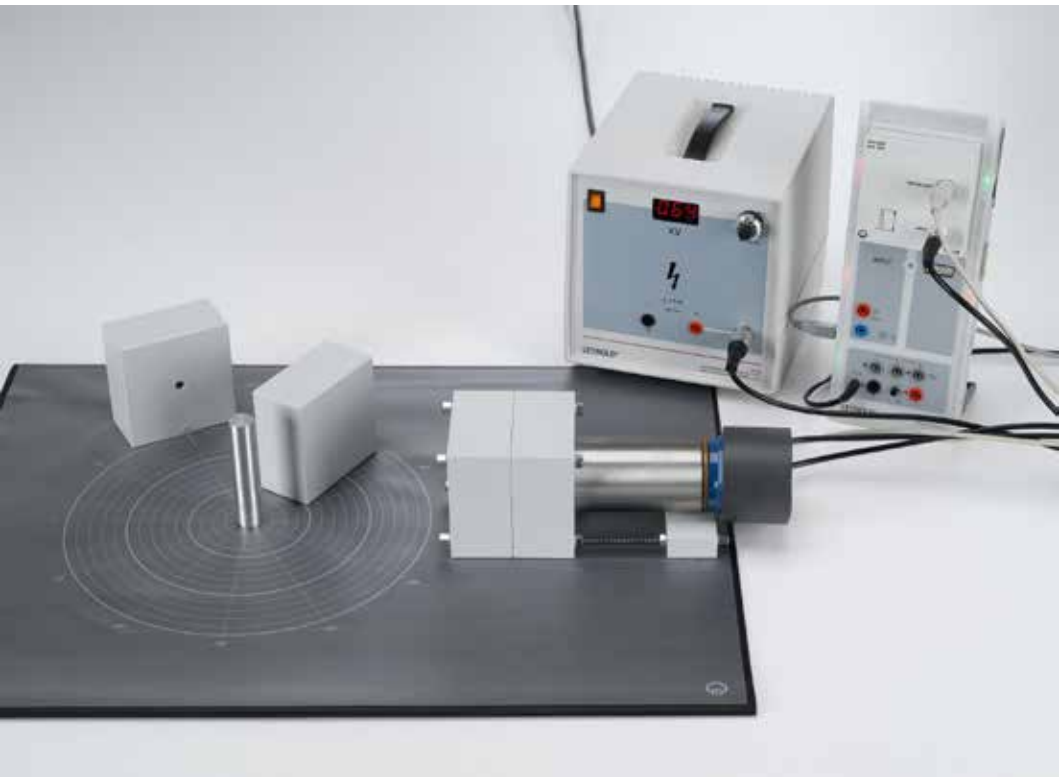
En el experimento P6.5.5.3 se mide la atenuación &gamma de radiación en diferentes absorbentes. El objetivo del estudio es la dependencia del coeficiente μ el cual depende del material absorbente y de la energía &gamma

Para medir cuantitativamente muestras poco activas, en el experimento P6.5.5.4 se emplea un vaso de Marinelli. Este encierra, en lo posible, totalmente al cristal del centelleador garantizando así una geometría de medición definida. Un blindaje de plomo reduce directamente el fondo perturbador proveniente de las inmediaciones del laboratorio.

En el experimento P6.5.5.5 se registra el espectro continuo de un radiador β puro (Sr-90/Y-90) con el contador de centelleo. Para determinar la pérdida de energía *dE/dx* de las partículas β en aluminio se colocan absorbentes de aluminio de diferentes espesores *x* en el trayecto de los rayos entre preparado y detector.

En el experimento P6.5.5.6, la correlación espacial de dos cuantos &gamma en una aniquilación de pares electrón-positrón es demostrada. La conservación del impulso requiere una emisión de los dos cuantos en un ángulo de 180°. Mediciones selectivas de un espectro coincidente conduce a la supresión de líneas no correlacionadas.

El experimento P6.5.5.7 muestra la desintegración del cobalto-60 en detalle y prueba la existencia de una cadena de desintegración mediante mediciones de coincidencia.

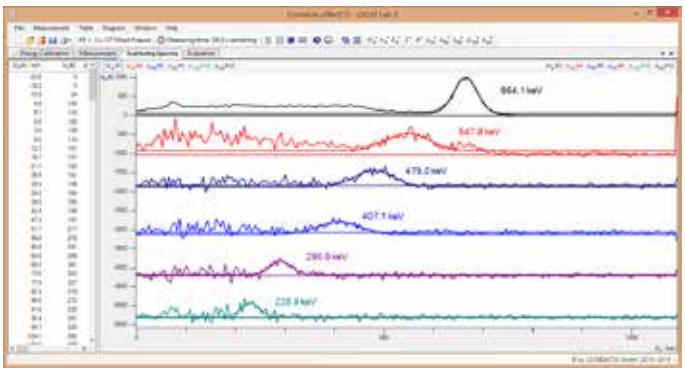


Observación cuantitativa del efecto Compton (P6.5.6.1)

EFECTO COMPTON

P6.5.6.1
Observación cuantitativa del efecto Compton

N° de cat.	Descripción	P6.5.6.1
559 800	Juego de aparatos para dispersión Compto	1
559 809	Preparado de Cs-137, 3,7 MBq	1
559 845	Lamina de oro y aluminio en retén a,b,g	1
559 901	Contador de centelleo	1
559 912	Etapa de salida para detector	1
521 68	Fuente de alimentación de alta tensión,	1
524 013	Sensor-CASSY 2	1
524 058	Unidad MCA	1
524 220	CASSY Lab 2	1
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1



Cambio de energía de la línea Cs-137 al ser dispersada en diferentes direcciones (P6.5.6.1)

En el efecto Compton un fotón transfiere a un electrón libre una parte de su energía E_0 y de su impulso

$$p_0 = \frac{E_0}{c}$$

c: velocidad de la luz en el vacío

mediante choque elástico. Aquí se cumple la ley de la conservación de la energía y del impulso como en el caso del choque de dos cuerpos en la mecánica.

$$E(\vartheta) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m \cdot c^2} \cdot (1 - \cos\vartheta)}$$

m: masa en reposo del electrón

y el impulso

$$p = \frac{E}{c}$$

del fotón disperso, dependen del ángulo de dispersión ϑ. La sección eficaz dependiente del ángulo de dispersión está descrita por la fórmula de *Klein-Nishina*:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot r_0^2 \cdot \frac{p^2}{p_0^2} \cdot \left(\frac{p_0}{p} + \frac{p}{p_0} - \sin^2\vartheta \right)$$

r_0: $2{,}5 \cdot 10^{-15}$ m: radio clásico electrón

En el experimento P6.5.6.1 se estudia la dispersión Compton de cuantos de energía E_0 = 667 keV en los electrones cuasi libres de un dispersor de electrones de aluminio de un cuerpo disperso. En función del ángulo de dispersión ϑ un contador de centelleo calibrado registra cada vez un espectro γ «con» y «sin» dispersor de aluminio. La evaluación posterior se basa en el pico de absorción total del espectro diferencial, de cuya posición se obtiene la energía $E(\vartheta)$. Su integral de la tasa de conteo $N(\vartheta)$ se compara con la sección eficaz calculada.

PROPIEDADES DE LA RADIACIÓN DE PARTÍCULAS

P6.5.7.1
Desviación de radiación beta en el campo magnético

Desviación de radiación beta en el campo magnético (P6.5.7.1)

N° de cat.	Descripción	P6.5.7.1
559 835	Preparaciones radiactivas, juego de 3	1
559 01	Tubo contador con ventanilla con cable para rayos α, β, γ y X	1
575 471	Contador S	1
LDS 00001	Cronómetro, digital	1
521 391	Fuente de alimentación de corriente alterna / corriente continua 0 ... 24 V / 5 A	1
562 11	Núcleo en forma de U con yugo	1
562 13	Bobina de 250 espiras	2
560 31	Par de zapatos polares perforados	1
559 23	Estribo móvil	1
559 18	Colimador con láminas de absorción	1
300 11	Zócalo	1
300 41	Varilla de soporte, 25 cm, 12 mm Ø	1
301 01	Mordaza múltiple LEYBOLD	1
501 25	Cable de experimentación, 50 cm, rojo	1
501 26	Cable de experimentación, 50 cm, azul	2
524 005W2	Mobile-CASSY 2 wifi	1*
524 0381	Sonda B multiuso S	1*
501 11	Cable de extensión, 15 polos	1*

* se requiere adicionalmente

Históricamente, era fácil ver que existen diferentes tipos de radiación radiactiva. Pero identificar qué partículas estaban involucradas tomó algún tiempo. El comportamiento de esas partículas en un campo magnético fue y sigue siendo la herramienta más valiosa para caracterizar partículas cargadas.

En el experimento P6.5.7.1 β la radiación pasa a través de un campo magnético y se registra la distribución angular resultante. A partir de estos datos, se puede estimar la energía de la desintegración.

Borrador cuántico (P6.6.1.1)

ÓPTICA CUÁNTICA

P6.6.1.1
Borrador cuántico

N° de cat.	Descripción	P6.6.1.1
473 40	Placa de base para la óptica con láser	1
471 830	Láser de He-Ne, linealmente polarizado	1
473 411	Portaláser	1
473 421	Pie óptico	9
473 431	Soporte para divisor de haz	2
473 432	Divisor de haz 50%	2
473 461	Espejo plano de ajuste fino	2
473 471	Lente esférica f= 2,7 mm	2
473 49	Filtro de polarizacion para la placa bas	3
441 53	Pantalla traslúcida	2
300 11	Zócalo	2
311 02	Regla de metal, l = 1 m	1

Óptica cuántica es un campo de investigación en la física, que trata sobre la aplicación de la mecánica cuántica a fenómenos que involucran a la luz y sus interacciones con la materia.

Un principio básico de la física cuántica es su carácter complementario: cada objeto en la mecánica cuántica tiene tanto propiedades de onda como de partícula. En el experimento P6.6.1.1 se instala un experimento análogo a un borrador cuántico. Así se demuestra el carácter complementario de la información en cualquier dirección y la interferencia.

PARTÍCULAS

P6.6.2.1
Detección de muones

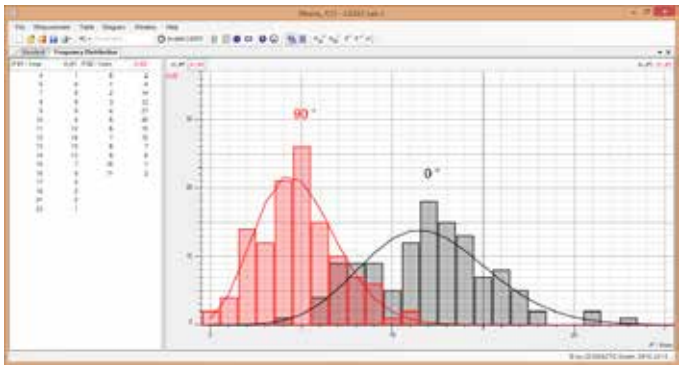
Detección de muones (P6.6.2.1)

N° de cat.	Descripción	P6.6.2.1
524 013	Sensor-CASSY 2	1
524 220	CASSY Lab 2	1
524 033	Unidad GM	2
559 012	Tubo contador GM de gran superficie	2
300 11	Zócalo	1*
587 07	Altavoz para altas audiofrecuencias	1*
501 45	Cables, 50 cm, rojo/azul, par	1*
	Adicionalmente se requiere: PC con Windows XP/Vista/7/8/10 (x86 o x64)	1

* se requiere adicionalmente

El origen de las partículas de alta energía no solo se debe a la desintegración radiactiva de los núcleos inestables de la tierra, sino que también se pueden encontrar en la radiación cósmica. Estas partículas son un tema interesante por sí mismas.

El Experimento P6.6.2.1 utiliza la detección de coincidencia de dos detectores de GM para identificar los muones naturales que pasan a través de este telescopio de muones. Las propiedades específicas de los muones se pueden mostrar de esta manera y el registro del flujo de muones durante el día muestra que su origen está relacionado con el sol.



Distribución de la tasa de recuento para el detector de muones orientado en diferentes direcciones (P6.6.2.1)