

# Prácticas de Física Cuántica I (2014-15)

1. Efecto fotoeléctrico

2. Física de Rayos X, Efecto Compton

Espectros atómicos (incluido en la práctica de efecto fotoeléctrico)

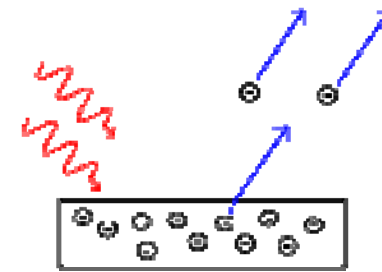
3. Difracción de electrones

# 1. El efecto fotoeléctrico

**Consiste en** la emisión de electrones por algunos metales cuando incide sobre ellos radiación electromagnética. Observado por Hertz (1887), von Lenard (1902) y explicado por Einstein (1905) con argumentos cuánticos.

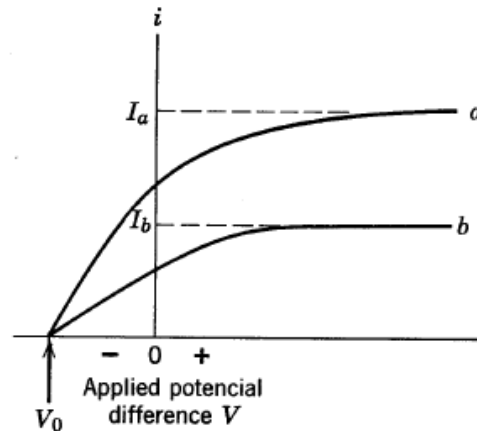
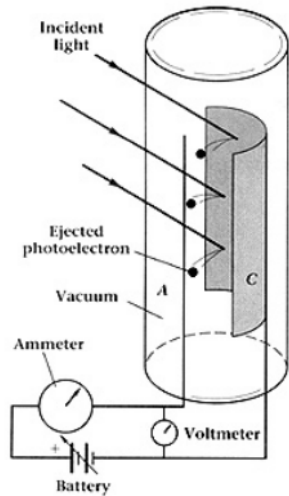
Comprobado con precisión por Millikan (1916)

**Explicación clásica:** La energía potencial del electrón ( $-E_0$ ) es menor dentro del metal que en el exterior. Al recibir la onda EM se pone a oscilar (efectúa oscilaciones forzadas por la fuerza EM de Lorentz) y va ganando energía poco a poco hasta que tiene la suficiente para escapar.



**No convence porque:** el número de electrones que saltan por segundo debería ser proporcional a la intensidad de la radiación, sin importar demasiado la frecuencia, pero se observa que por debajo de una frecuencia dada  $\nu_0$  no saltan electrones por muy intensa que sea la radiación.

## Montaje experimental



**Explicación (Einstein 1905):** Sea  $-E_0$  la energía potencial (máxima) de los electrones dentro del metal. Cuando un electrón absorbe un “fotón” (la probabilidad de absorber más de uno a la vez es despreciable, como se verá en este curso) salta con una energía cinética:

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = E_{foton} - E_0$$

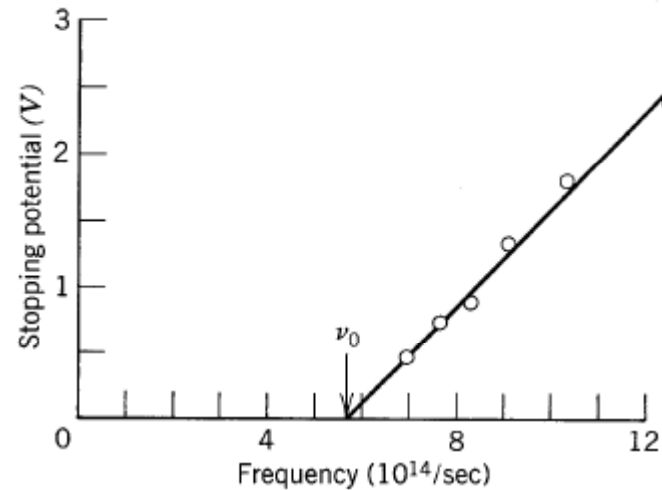
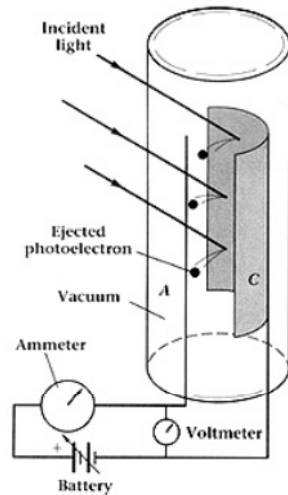
- 1) Algunos electrones van bien dirigidos (la mayor cantidad de electrones se emite en la dirección normal a la superficie del metal) y alcanzan el ánodo, produciendo una corriente  $I$  medible, que es proporcional a la intensidad de radiación ( $n^0$  de fotones por segundo)
- 2) Si se aplica un voltaje + aumenta el número de electrones que alcanzan el ánodo hasta que TODOS lo alcanzan: saturación)
- 3) Si se aplica un voltaje - disminuye el número de electrones que alcanzan el ánodo hasta que  $I = 0$  cuando

$$eV_0 = E_k = E_{foton} - E_0$$

Porque ningún electrón puede tener energía suficiente para llegar al ánodo.

## Variación con la frecuencia de la radiación

Lo más interesante de todo resulta cuando hacemos el experimento con luces monocromáticas de distintas frecuencias.



$$eV_0 = E_{\text{foton}} - E_0$$

Si representamos el voltaje de frenado  $V_0(\nu)$  obtenido para cada frecuencia en función de  $\nu$  resulta una línea recta, es decir:  $eV_0 = h\nu - E_0$

Donde  $h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$  es una constante que resulta ser la misma que obtuvo Planck

Conclusión: la radiación está compuesta por partículas llamadas “fotones” cuya energía es  $E = h\nu$ , siendo  $h$  una constante universal.

## Montaje experimental en el laboratorio



La unidad electrónica mide directamente:

- \* El voltaje aplicado
- \* Un voltaje proporcional a la intensidad de corriente de electrones (no importan las unidades de medida en esto)

Fuente de luz: lámpara de Hg

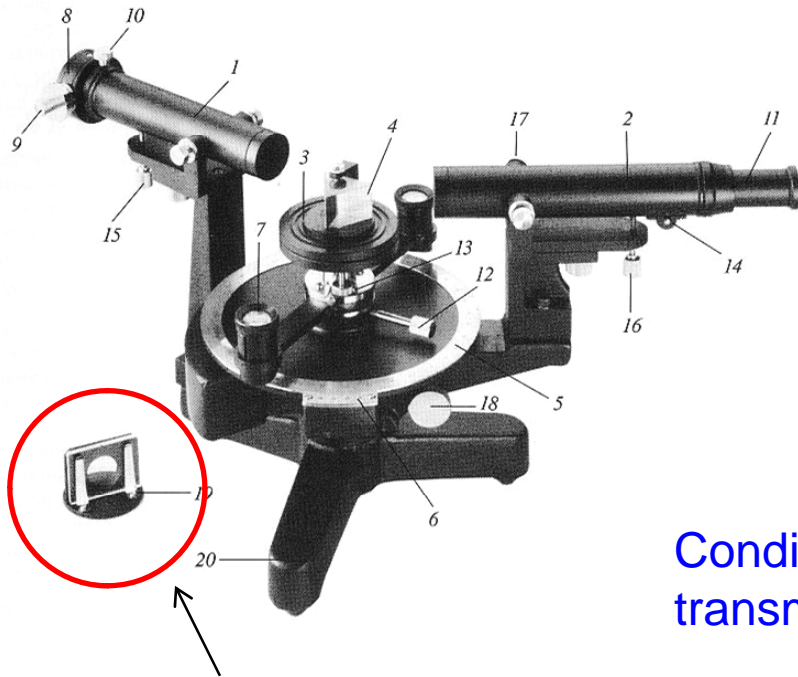
Longitud de onda: la radiación resultante de:

Líneas del espectro del Hg +

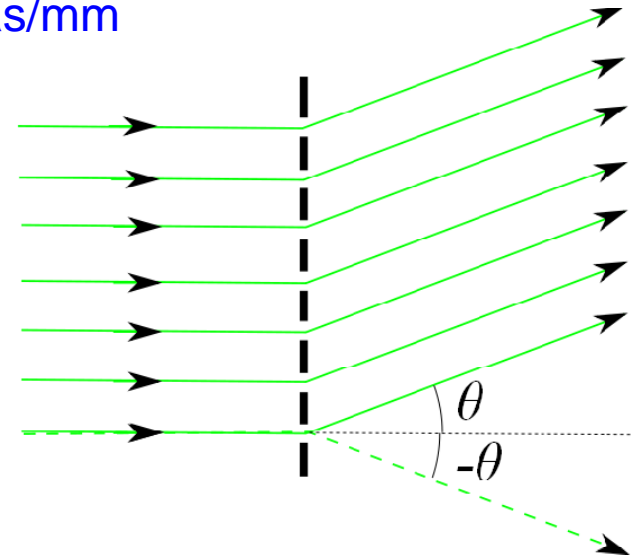
- \* Filtros de color de fotografía
- \* Filtros interferenciales

Ambos dejan pasar bandas relativamente anchas del espectro: **HAY QUE VER LA "INTERSECCIÓN" DE LAS  $\lambda$  DE LA LÁMPARA CON LOS FILTROS**

Espectro de la lámpara: determinar mediante goniómetro y red de difracción: 800 líneas/mm



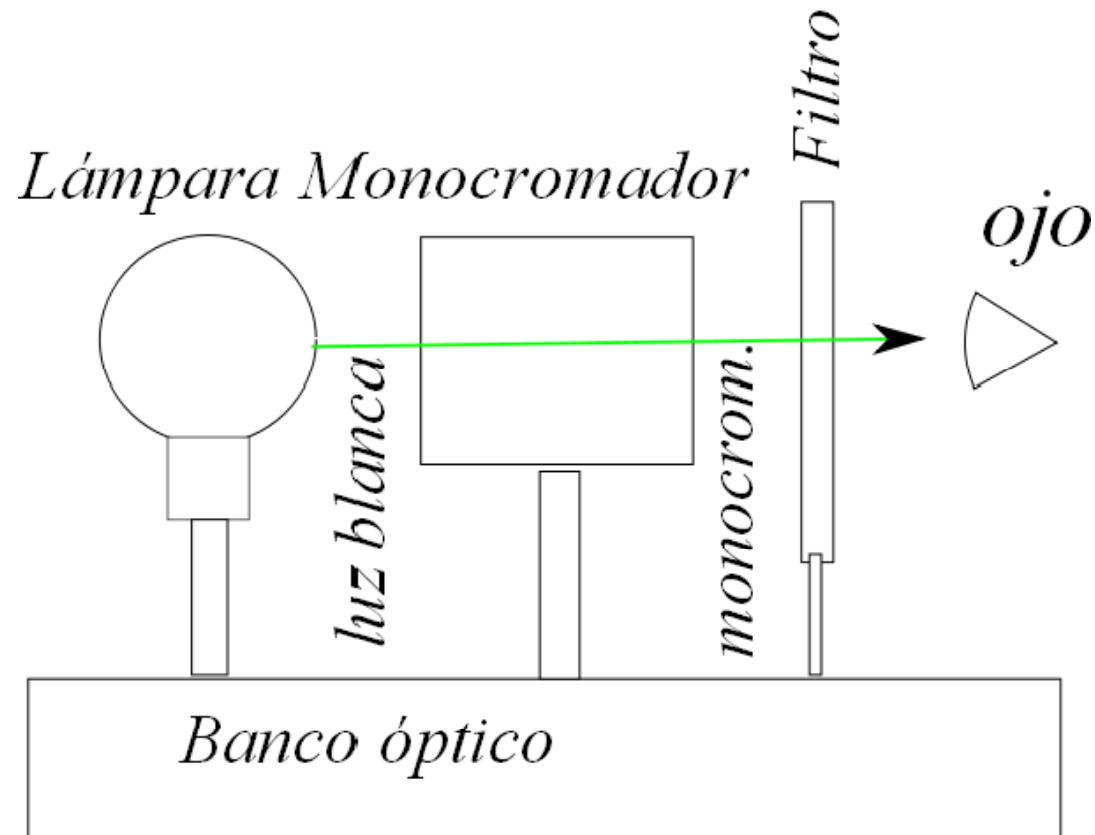
red de difracción



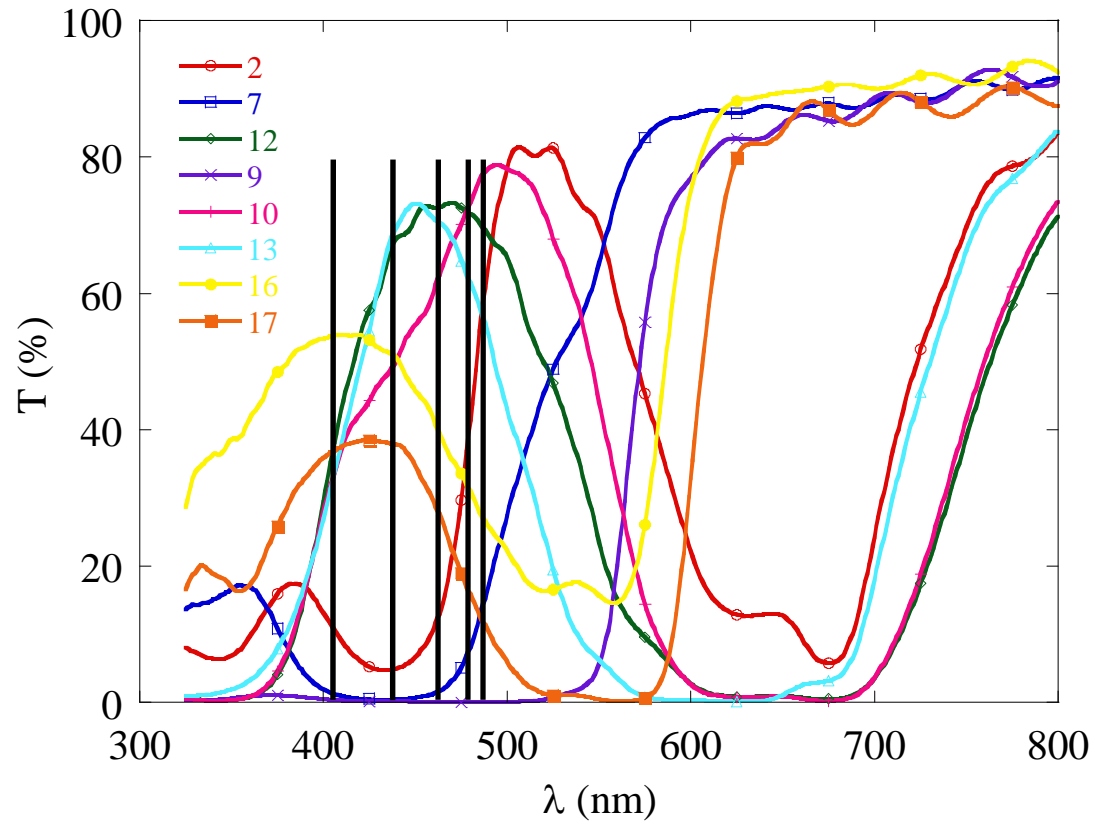
Condición de transmisión:  $d \sin \theta = n\lambda$

Buscar con  $n = +1$  y  $n = -1$

Transmitancia de los filtros interferenciales: determinar las bandas de transmisión a ojo mediante un monocromador con un lámpara halógena (en la práctica de rotación Faraday)



## Filtros de fotografía: transmitancia medida

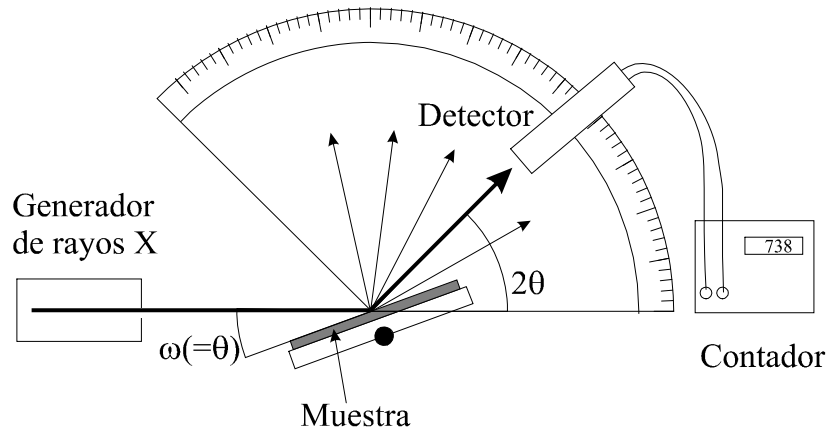


Por ejemplo con el filtro 2 se puede suponer que  $\lambda$  es una media de las dos líneas de la derecha.



## 2. Física de rayos X

La condición de Bragg, con un monocristal es



$$1) \theta_i = \theta_r$$

$$2) 2d \sin \theta = n\lambda$$

Cada ángulo (normalmente con  $n = 1$ ) corresponde a una  $\lambda$ : El cristal es un analizador espectral/energía de los fotones

Experimentos:

1) Espectro de emisión del ánodo de Cu a) continua, brehmstrahlung + b) líneas  $K\alpha = K\alpha_1 + K\alpha_2 + K\beta$ .

2) Absorción en función de  $\lambda$  por una lámina de Al (comparar espectros con y sin lámina)

3) Efecto Compton. Determinamos la  $\lambda$  emitida por la absorción.

## El efecto Compton (1923)

En su momento fue una confirmación del comportamiento corpuscular de la luz (“fotón”)

Supongamos un electrón (partícula cargada) en una región del espacio por el que viaja una onda EM plana, digamos por simplificar linealmente polarizada en el eje  $z$  y que se propaga en el eje  $x$ .

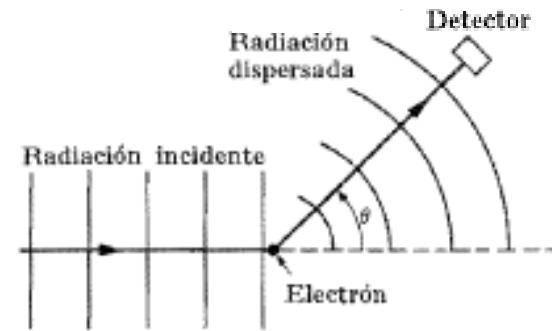


Fig. 1-10. Geometría de la dispersión Compton.

### Comportamiento clásico esperado:

Debido a la fuerza de Lorentz el electrón comienza a efectuar oscilaciones forzadas con la misma frecuencia  $\omega$  de la onda. Por tanto es un dipolo oscilante que emite radiación en todas direcciones (menos en la  $z$ ) según la conocida fórmula del electromagnetismo clásico. Este efecto se denomina dispersión elástica o Rayleigh.

**Efecto inesperado:** Cuando la onda incidente es de alta frecuencia (**rayos X**) si analizamos el espectro de la radiación detectada vemos se compone de **DOS** frecuencias distintas:

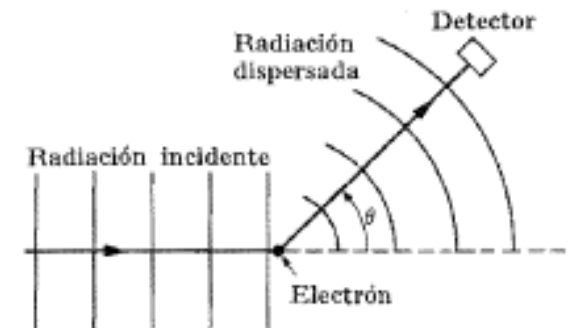
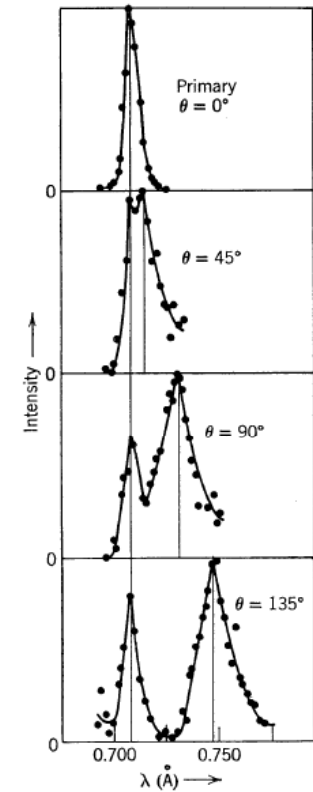
- 1) Una igual a la incidente, según Rayleigh
- 2) Otra, inexplicable clásicamente, de frecuencia menor: **efecto Compton**

Resulta que la frecuencia de la segunda onda depende de la dirección en que se propaga, según la expresión:

$$\lambda' - \lambda = (1 - \cos\theta) \times 2.43 \times 10^{-12} \text{ m}$$

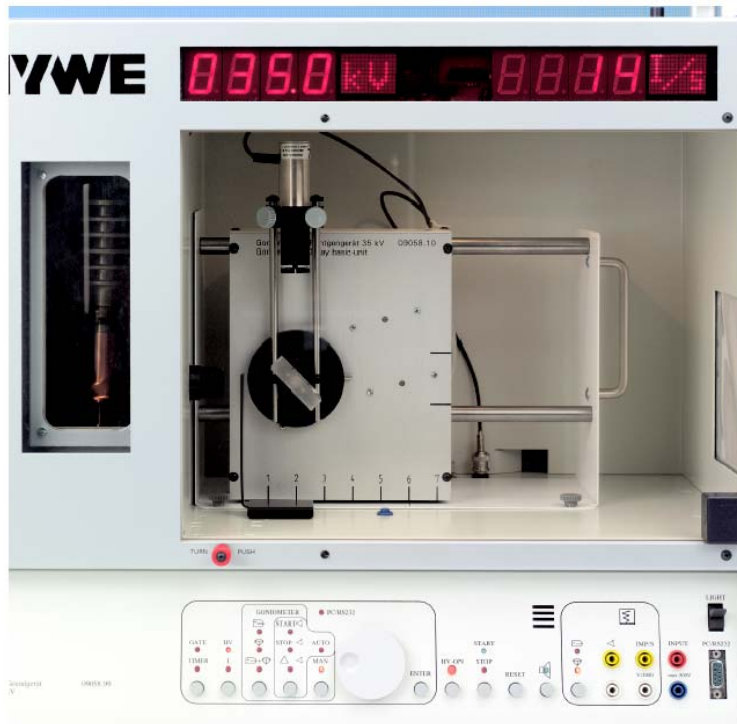
Este resultado se explica por las ecs. Relativistas de conservación de energía y momento, suponiendo el fotón de energía  $E = h\nu$  y  $p = E/c$ :

$$\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)$$



**Fig. 1-10.** Geometría de la dispersión Compton.

## Montaje experimental



$$0) I_0 = \alpha(\lambda) I_{inc}$$

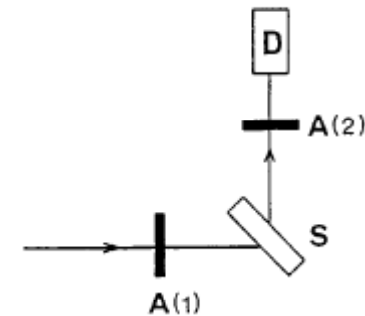
$$1) I_1 = \alpha(\lambda) T(\lambda) I_{inc}$$

$$2) I_2 = \alpha(\lambda) T(\lambda') I_{inc}$$

Determinamos  $T(\lambda')$  y  $T(\lambda)$  y obtenemos  $\lambda'$  del conocimiento la absorción en función de  $\lambda$   $T(\lambda)$

\* Hacemos  $\theta = 90^\circ$

\* Medimos en las dos configuraciones siguientes



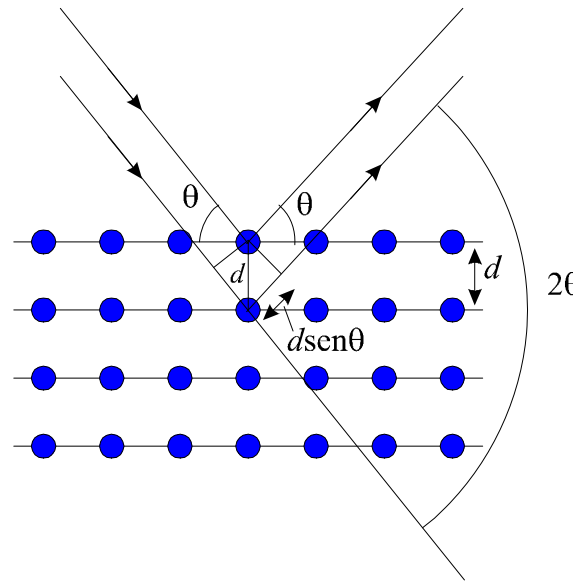
0) Sin lámina: intensidad Compton en todas las  $\lambda$ . (esencialmente  $K\alpha$ )

1) Con lámina delante : determinamos la absorción total

2) Lámina detrás: determinamos la absorción sólo para  $\lambda'$  => determinamos  $\lambda'$  .

### 3. Difracción de electrones con muestra policristalina (G.G. Thomson 1928)

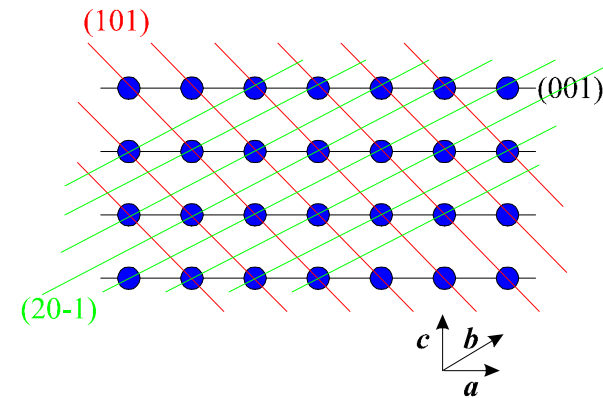
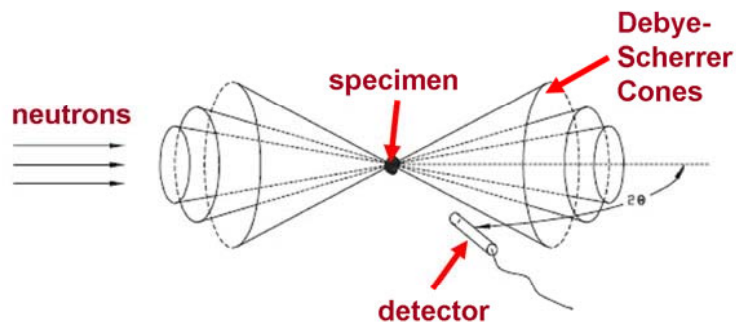
Monocristal



1)  $\theta_i = \theta_r$

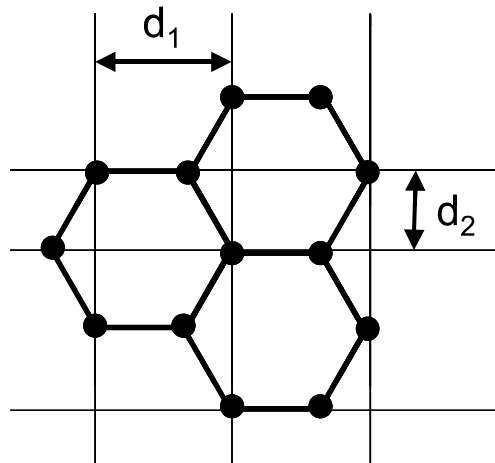
2)  $2d \sin \theta = n \lambda$

Policristal: muchos cristalitas orientados al azar



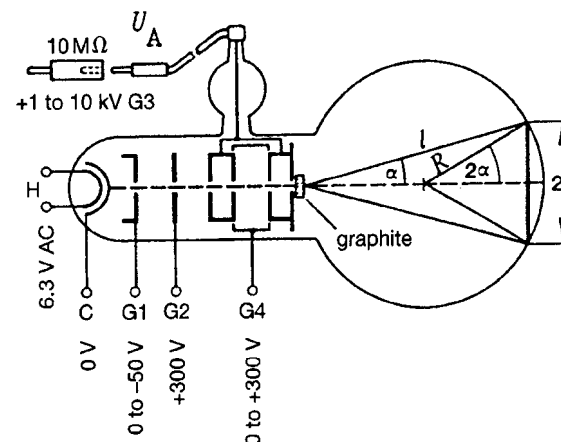
Hay haz difractada siempre que se cumpla la condición 2) , con cualquier  $d$  en el cristal

Grafito: estructura cristalina complicada. Las  $d$  que se observan son principalmente  $d_1$  y  $d_2$  (con cuidado alguna más) y  $n = 1$



$$d_1 = 2.13 \text{ \AA} \text{ y } d_2 = 1.23 \text{ \AA}.$$

Obtenidas por difracción de RX



Se trata de medir los diámetros  $2r$  de los círculos de Debye-Scherrer para cada energía ( $U_A$  – voltaje acelerador) de los electrones.

La ley de Bragg da  $\lambda$  y la hipótesis de de Broglie es:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU_A}}$$

Hay que determinar  $\lambda$  para  $d_1$  y  $d_2$  con varios voltajes ( $1\text{ kV} < U_A < 10\text{ kV}$ )