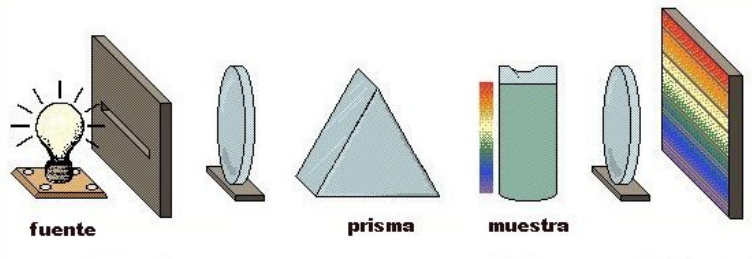


Capítulo 8. Óptica Corpuscular

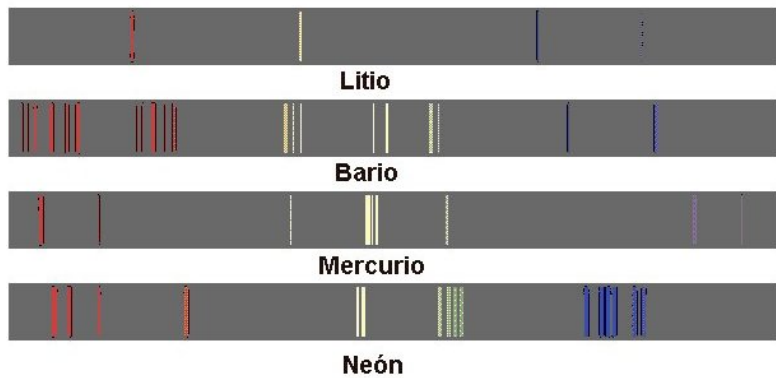
8.1 Análisis Espectral y Radiación del Cuerpo Negro

Considere el experimento cuyo esquema muy simplificado se muestra en la figura. La rendija y el sistema de lentes se utilizan para enfocar la imagen del espectro sobre la pantalla, sobre la cual se coloca un detector, que puede ser una placa fotográfica o algún medidor electrónico de intensidades.



Usualmente los *espectros de absorción* como el que se muestra en la figura se usan para caracterizar líquidos y gases, atravesados fácilmente por la luz. En el caso de los sólidos opacos, se utilizan los *espectros de emisión*. Para obtener un espectro de emisión, el sólido se calienta a altas temperaturas utilizando una chispa eléctrica en un electrodo inerte, usualmente de grafito. La luz emitida se analiza directamente para obtener el espectro. También es posible hacer pasar una corriente eléctrica por un gas enrarecido, de manera tal que el gas emita luz para obtener su espectro de emisión.

Los espectros de emisión como los que se muestran en la figura, están formados por varias líneas separadas por zonas oscuras donde no llega luz. Cada línea corresponde a una longitud de onda determinada.



Cada *elemento* químico tiene su espectro característico, que permite identificar la composición atómica de una sustancia desconocida mediante comparación. La técnica se denomina *espectroscopia*.

Los espectros *de líneas* son característicos de átomos aislados. Están asociados a los saltos electrónicos en las capas más externas de los átomos. Además de los espectros de líneas también es posible obtener espectros *de bandas* y espectros *continuos*.

Los espectros de bandas son característicos de moléculas aisladas, tanto en fase gaseosa como en disolución. Presentan bandas aisladas separadas por regiones de oscuridad. Las bandas usualmente no son continuas, sino que están formadas por líneas muy juntas que pueden resolverse por espectroscopía de alta resolución. Los espectros de bandas están asociados a las rotaciones y vibraciones de las moléculas, que se excitan al absorber la radiación electromagnética en determinados intervalos de longitud de onda.

Se obtiene un espectro continuo cuando un sólido se calienta hasta la incandescencia (por ej. el filamento de una lámpara produce un espectro continuo). No obstante, a pesar de ser continuo, la distribución de intensidades usualmente varía de una fuente a otra. Los espectros continuos se originan por la interacción interatómica causada por la alta temperatura, que origina radiación en todas las frecuencias.

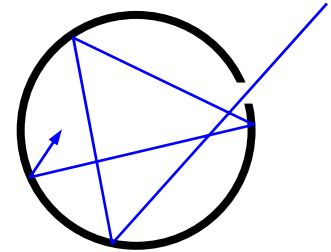
Radiación del Cuerpo Negro

Cuando la temperatura de un metal o de una cerámica se eleva por encima de los 800 °C comienza a emitir luz visible (a temperaturas por debajo de los 800 °C también emite radiación, pero infrarroja, no

visible). En general, cada material emite un espectro característico, que depende de la temperatura. Con el fin de encontrar un patrón de radiación que sirviera para comparar la radiación proveniente de diferentes cuerpos, se introdujo el concepto de *cuerpo negro*.

Un cuerpo negro es un cuerpo imaginario capaz de absorber toda la radiación incidente.

Un ejemplo típico de cuerpo negro es una cavidad cerrada con un pequeño orificio, con sus paredes interiores ennegrecidas utilizando negro de humo. El orificio se comporta entonces como un cuerpo negro. El rayo de luz que entra por el orificio no vuelve a salir.



La pupila humana se comporta en gran medida como un cuerpo negro.

La *absorbancia* A_λ de un cuerpo cualquiera, también conocida como *poder absorbente* ó *capacidad de absorción* se define por la relación

$$A_\lambda = \frac{I_{\text{abs}}}{I_{\text{inc}}}$$

donde I_{abs} e I_{inc} representan la radiación absorbida y la radiación incidente sobre el cuerpo, respectivamente. La diferencia $I_{\text{inc}} - I_{\text{abs}}$ es la radiación *reflejada* por el cuerpo I_{ref} . Note que para el cuerpo negro $I_{\text{abs}} = I_{\text{inc}}$ y $A_\lambda = 1$. En la tabla se muestran algunos valores de la capacidad de absorción para diferentes sustancias.

Sustancia	A_λ (promedio)
Al	0.1
Cu	0.5
H ₂ O	0.67
cuerpo negro	1

La *radiancia espectral* R_λ , (poder emisor, capacidad de radiación) de un cuerpo se define como la intensidad radiada por unidad de longitud de onda,

$$R_\lambda = \frac{I_r}{\Delta\lambda} \tag{8.1.1}$$

donde la intensidad mantiene el significado analizado en capítulos anteriores: energía por unidad de área por unidad de tiempo.

8.2 Leyes de Kirchhoff de la Radiación

Establecidas en 1859 por Gustav Robert Kirchhoff . Las dos leyes se pueden resumir en un solo enunciado de la forma siguiente:

A una temperatura determinada, la relación R_λ/A_λ es la misma para todos los cuerpos, y es igual a la radiancia espectral del cuerpo negro.

Analíticamente:

$$\frac{R_{\lambda 1}}{A_{\lambda 1}} = \frac{R_{\lambda 2}}{A_{\lambda 2}} = \frac{R_{\lambda 3}}{A_{\lambda 3}} = \dots = R_{\lambda \text{CN}}$$

Consecuencias

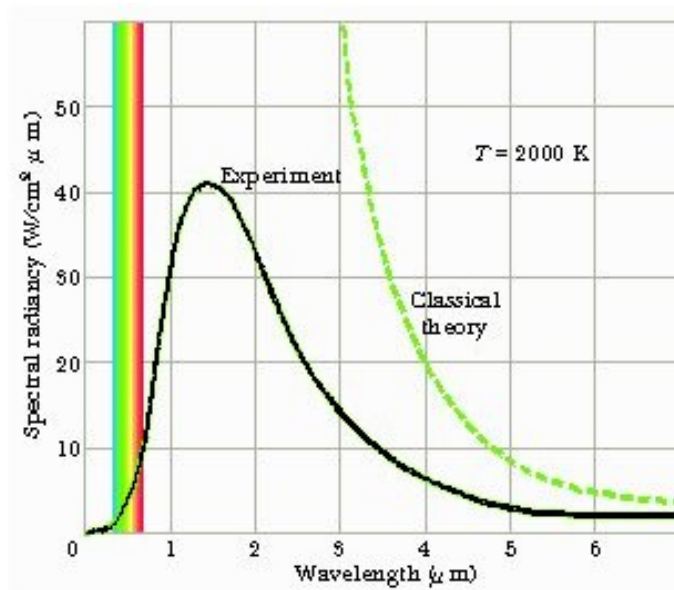
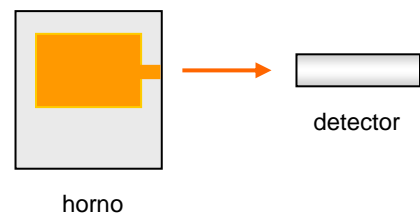
- A partir de estas leyes es posible inferir la importancia del estudio de la radiación del cuerpo negro. Resulta difícil medir R_λ , mientras que la absorbancia A_λ se mide mucho más fácilmente. Si se conoce R_{CN} y A_λ para un cuerpo determinado, es posible obtener el correspondiente R_λ a partir del teorema anterior:

$$R_\lambda = R_{\lambda CN} A_\lambda .$$

- Si $A_\lambda = 0$ para una determinada longitud de onda, entonces también se cumplirá $R_\lambda = 0$. Quiere decir que si un cuerpo no es capaz de absorber radiación de determinada longitud de onda, tampoco es capaz de emitirla.
- El cuerpo negro es el mejor radiador, ya que, en la expresión anterior, $A_\lambda < 1$, y $R_\lambda < R_{\lambda CN}$ siempre.

8.3 Espectro de Frecuencias del Cuerpo Negro

Es posible analizar la radiación que sale por un pequeño orificio practicado en un horno a altas temperaturas. Ese radiador posee todas las características de un cuerpo negro, y de ahí puede obtenerse el espectro de frecuencias correspondiente. Cuando se lleva a cabo el experimento, el gráfico que se obtiene para la radiancia espectral en función de la longitud de onda es similar al que se adjunta.



En la figura aparece indicada la región visible del espectro. Note que la mayor parte de la radiación, incluyendo el máximo en $\lambda \cong 1.5 \mu\text{m}$, se encuentra en la región IR del espectro, mientras que la contribución de la región UV a la intensidad total es mínima. A partir de esta curva, si se desea calcular la intensidad de la radiación emitida, despejando en (8.1.1)

$$I_r = R_\lambda \Delta\lambda$$

y en un intervalo finito de longitudes de onda λ_1, λ_2 :

$$I_r = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_\lambda d\lambda .$$

La intensidad calculada de esta forma también se denomina a veces *radiancia*.

La radiancia total se obtiene integrando para todas las longitudes de onda, en el intervalo $(0, \infty)$.

El espectro del cuerpo negro también cumple las siguientes leyes, determinadas a partir de la evidencia experimental:

- Ley de Stephan – Boltzmann

$$I_r(\text{total}) = \sigma T^4$$

T está en Kelvin, y $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ w/m}^2\text{K}^2$ es la constante de Stephan – Boltzmann

- Ley de Wien

$$\lambda_m T = b$$

donde b es la constante de Wien; $b = 0.29 \times 10^{-2}$ mK. Según la ley de Wien, el máximo de la radiación se desplaza hacia las λ menores cuando la temperatura aumenta. Se puede observar este efecto en la práctica cuando se calienta un metal; la tonalidad va pasando sucesivamente del rojo oscuro a un rojo brillante, después al naranja, al amarillo, etc. La llama azul de la soldadura autógena corresponde a una temperatura muy caliente.

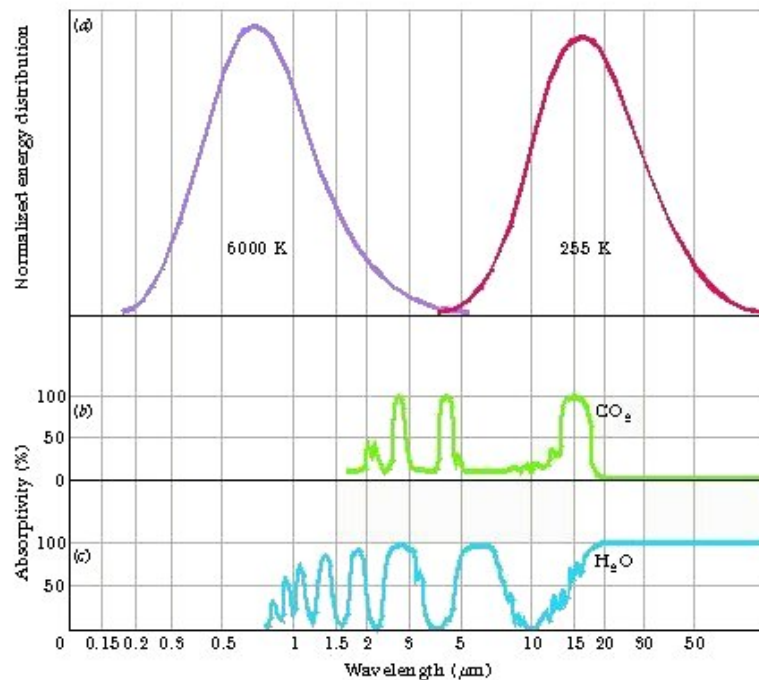
Radiación Solar

En la figura siguiente, el espectro en la parte superior izquierda representa la radiación solar, considerando al sol como un cuerpo negro (T en la superficie 6000 K), con su máximo en el IR cercano. El espectro visible se encuentra en la región $\lambda < 0.7 \mu\text{m}$. La curva a la derecha representa la radiación terrestre a la temperatura media en la superficie de la tierra (255 K, unos 18 °C) con su máximo en el IR mucho más lejano ($\approx 15 \mu\text{m}$).

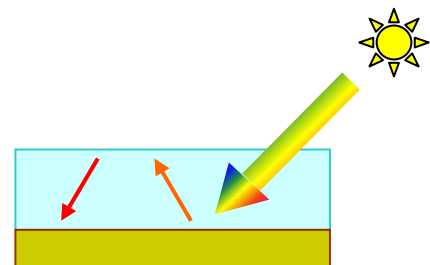
Para que se mantenga el equilibrio y la temperatura promedio en la superficie del planeta no varíe, la radiancia total (el área bajo la curva) debe ser la misma en ambos casos.

En la parte inferior aparecen los espectros de absorción del vapor de agua y del CO_2 en la atmósfera, en la misma escala de longitudes de onda.

Note que el intervalo de frecuencias de la radiación solar coincide poco con la región de absorción del agua y muy poco con la del CO_2 , mientras que la coincidencia es mucho mayor para la radiación emitida por la superficie terrestre. En este último caso se absorbe una fracción más significativa de la radiación.



Efecto invernadero. Término aplicado al papel que desempeña la atmósfera en el calentamiento de la superficie terrestre. La atmósfera es muy transparente a la radiación solar, que es absorbida por la superficie de la Tierra. Gran parte de esta radiación se vuelve a emitir hacia el espacio exterior, con su máximo en la región infrarroja y con una distribución acorde a la del espectro de radiación del cuerpo negro a la temperatura ambiente. El balance entre la radiación absorbida y la emitida determina la temperatura de la superficie del planeta.

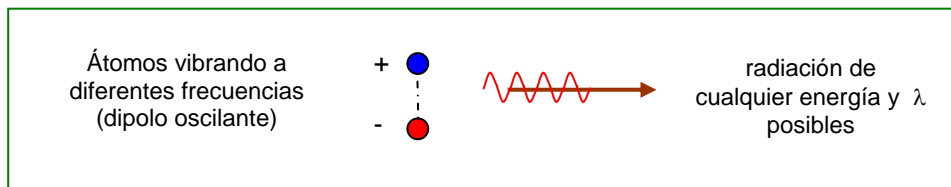


Parte de la radiación emitida es reflejada de vuelta por gases como el dióxido de carbono, el metano, el óxido nítrico, los halocarbonos y el ozono, presentes en la atmósfera. Cuando la concentración de estos gases aumenta, la fracción reflejada también aumenta, causando un calentamiento adicional de la superficie terrestre. Este efecto es la base de las teorías relacionadas con el calentamiento global, ya que el contenido en dióxido de carbono de la atmósfera ha venido aumentando un 0.4% cada año como consecuencia del uso de combustibles fósiles como el petróleo, el gas y el carbón. La destrucción de bosques tropicales por el método de cortar y quemar también ha sido un factor relevante que ha influido en el ciclo del carbono.

La concentración de otros gases que contribuyen al efecto invernadero, como el metano y los clorofluorocarburos, está aumentando todavía más rápido. El resultado neto de estos incrementos, si no se toman medidas, podría ser un aumento global de la temperatura de la superficie terrestre, estimado en 2 a 6 °C en los próximos 100 años. Un calentamiento de esta magnitud alteraría el clima en todo el mundo, afectaría a las cosechas y haría que el nivel del mar subiera significativamente, afectando a muchos millones de personas.

8.4 Cuantificación de la Energía

Todos los modelos que intentaron explicar el espectro de radiación del cuerpo negro sobre la base de las propiedades ondulatorias de la luz fracasaron. Estos modelos consideraban los átomos como dipolos oscilantes, capaces de radiar energía a diferentes frecuencias en forma similar a lo que ocurre cuando se generan ondas de radio en una antena.



Los modelos proporcionaban una dependencia de I_r en función de λ similar a la que aparece en la curva punteada de la sección 8.3, y pronosticaban que para las altas frecuencias la intensidad de la radiación debía aumentar indefinidamente, en contra de lo observado en la práctica ($I_r = 0$ a partir de determinada frecuencia). La situación se conoce históricamente como la “catástrofe del ultravioleta”.

En el año 1900, Max Planck elaboró un modelo matemático que se ajustaba a la curva experimental con gran precisión. Según Planck:

$$R_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{C_2/\lambda T} - 1}$$

donde $C_1 = 2\pi^5 hc^2$; $C_2 = hc/k$; $h = 6.625 \times 10^{-34}$ Js (constante de Planck), c es la velocidad de la luz y k la constante de Boltzmann. Planck obtuvo este resultado sobre la base de los siguientes postulados:

Postulados de Planck

- Los osciladores solo pueden vibrar con energías $E = nh\nu$, donde n es un número entero.
- La energía se radia en cantidades definidas o *cuantos*, de valor $\Delta E = n_2 h\nu - n_1 h\nu$
- La menor cantidad de energía que se puede radiar corresponde a $n_2 - n_1 = 1$: $\Delta E = h\nu$.

La hipótesis de Planck es la primera evidencia que muestra que la energía en el micromundo está cuantificada o *cuantizada*. Los átomos y moléculas no pueden oscilar alrededor de sus posiciones de equilibrio con cualquier energía, sino sólo con múltiplos de $h\nu$. Además, tampoco es posible considerar que la energía de la radiación se transmite de forma continua, ya que está formada por “paquetes” o “impulsos” de energía $\Delta nh\nu$.

Este punto de vista se vio confirmado con el descubrimiento de otros fenómenos que sólo podían ser explicados satisfactoriamente considerando la cuantificación de la energía, tanto en la sustancia como en la radiación. Algunos de estos fenómenos son:

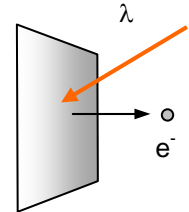
- el efecto fotoeléctrico (Einstein, 1905)
- la teoría del átomo (Bohr, 1913)
- el efecto Compton (1923)

Max Planck nació en Kiel el 23 de abril de 1858. Fue profesor de física en la Universidad de Kiel en 1885, y posteriormente en la de Berlín. Sus descubrimientos dieron origen a un campo totalmente nuevo de la física, conocido como Mecánica Cuántica. También proporcionó los cimientos para la investigación en campos como el de la energía nuclear. Reconoció en 1905 la importancia de las ideas sobre la cuantificación de la radiación electromagnética expuestas por Albert Einstein, con quien colaboró a lo largo de su carrera. Recibió muchos premios por su trabajo, especialmente el Premio Nobel de Física en 1918.



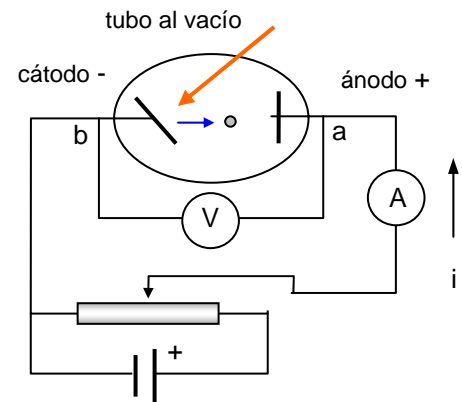
8.5 Efecto Fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones por los metales al ser iluminados por una radiación de una longitud de onda adecuada. En una situación como la representada en la figura, la salida de electrones dejaría al metal cargado positivamente, dificultando la emisión posterior de más electrones. Por esta razón, para observar el efecto adecuadamente se necesita de algún circuito auxiliar, como el que se muestra en la *celda fotoeléctrica* adjunta.



Al iluminar el cátodo, aparece una corriente eléctrica detectable en el amperímetro. Regulando la resistencia variable es posible variar la diferencia de potencial en ab y estudiar como varía la corriente para una iluminación dada. Cuando se realiza el experimento de forma controlada, cambiando los metales del cátodo y la longitud de onda de la radiación incidente, para cada metal específico colocado en el cátodo se obtienen los resultados siguientes.

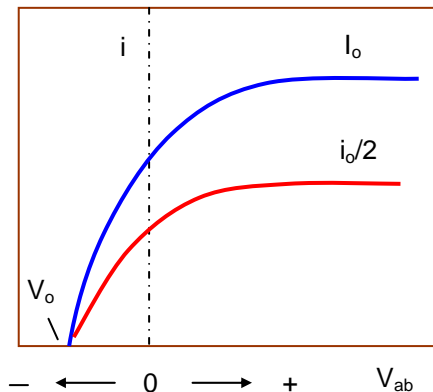
1. Al invertirse la polaridad de la fuente, aparece un *potencial de interrupción* V_0 que detiene la corriente fotoeléctrica; V_0 no depende de la intensidad de la luz. Los resultados experimentales se resumen en la gráfica siguiente.



La corriente se interrumpe porque ese valor de V_0 es suficiente para compensar la energía cinética de los electrones que salen del cátodo. Analicemos esto en detalle.

A causa de diversas interacciones con la red cristalina en el momento de la emisión, los electrones salen del metal con diferentes velocidades. Sea $E_c = \frac{1}{2} m_e v^2$ la energía cinética *máxima* que pueden alcanzar los electrones al salir del cátodo. La energía potencial de un electrón de carga "e" sometido a una diferencia de potencial V_{ab} viene dada por $E_p = eV_{ab}$. Como el tubo está al vacío y no hay pérdidas de energía en el recorrido, la condición para que el electrón alcance el ánodo es:

$$E_c \geq E_p .$$



Si $E_c < E_p$ el electrón no tiene energía suficiente para llegar al ánodo. Por tanto, para obtener el valor del potencial de interrupción se impone la condición $E_c = E_p$, que corresponde al caso en que el electrón con la mayor energía cinética posible alcanza el ánodo con velocidad cero.

$$E_c(\text{máx}) = eV_0 \tag{8.5.1}$$

Como el potencial de interrupción V_0 no depende de la intensidad de la radiación, $E_c(\text{máx})$ *tampoco depende de la intensidad*.

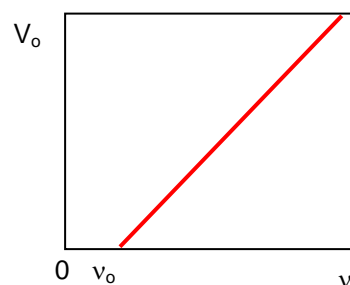
Este ultimo resultado no está acorde al modelo ondulatorio de la luz.

Efectivamente, Según el modelo ondulatorio, como la intensidad es proporcional al cuadrado de la amplitud de la radiación ($I = kE_0^2$), debería cumplirse lo siguiente:

mayor intensidad \rightarrow mayor amplitud E_0 de la onda \rightarrow mayor energía de la radiación ($1/2 \epsilon_0 E_0^2$) \rightarrow mayor E_c de los electrones

2. Un segundo resultado experimental de interés es el siguiente. Para un metal dado existe una *frecuencia de corte*, por debajo de la cual el fotoefecto no tiene lugar.

En la figura aparece el gráfico del potencial de interrupción V_0 en función de la frecuencia de la radiación incidente. Para $\nu < \nu_c$ ($\lambda > \lambda_c$) no se necesita un potencial de interrupción para detener la emisión de electrones ($V_0 = 0$). Sencillamente, la emisión no tiene lugar. Este resultado no depende del valor de la intensidad de la radiación.



No es posible explicar la existencia de una frecuencia de corte sobre la base del modelo ondulatorio. Tampoco es posible explicar por qué se obtienen diferentes frecuencias de corte para diferentes metales.

Por ejemplo:

Metal	λ_c
Cesio	660 nm (rojo)
Plata	260 nm (UV)

3. Un tercer resultado del experimento es que el *efecto es instantáneo*, aún cuando la intensidad de la luz sea muy débil. Según el modelo ondulatorio, debería haber un retraso de la emisión si la intensidad es débil, para que el metal pueda acumular suficiente energía para expulsar los electrones.

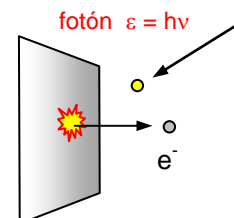
En resumen, los principales resultados experimentales que están en contradicción con el modelo ondulatorio son:

- La E_c máxima de los electrones no depende de la intensidad de la radiación.
- Existe una frecuencia de corte.
- No hay retraso entre la aplicación de la luz y la emisión de electrones.

8.6 Teoría de los Fotones de Einstein

Einstein logró dar una explicación razonable a todos estos resultados introduciendo nuevamente el antiguo modelo corpuscular de la luz. Consideró que un haz de luz está compuesto de partículas asociadas a la radiación electromagnética, a las que llamó *fotones*, con energía

$$\epsilon = h\nu$$



h es la constante que Planck introdujo para explicar la radiación del cuerpo negro: $h = 6.625 \times 10^{-34}$ Js.

Einstein explicó el efecto fotoeléctrico de la manera siguiente: un fotón con energía $h\nu$ interacciona directamente con un solo electrón y le pasa toda su energía. Esa energía es suficiente para romper el enlace metálico del electrón y sacarlo fuera del metal. La energía restante se convierte en energía cinética del electrón (ver figura). Si llamamos "A" a la energía necesaria para separar al electrón de su enlace metálico (trabajo de extracción), el principio de conservación de la energía nos dice que se debe cumplir $\varepsilon = E_c + A$; es decir:

$$h\nu = \frac{1}{2} m v_e^2 + A \quad (8.6.1)$$

Esta es la ecuación de Einstein para el efecto fotoeléctrico.

Este modelo, junto a la ecuación de Einstein, explica satisfactoriamente todos los resultados experimentales analizados anteriormente.

- Como cada electrón interacciona con un solo fotón, la $E_c(\text{máx})$ no depende de la intensidad. Basta con que llegue un solo fotón para que haya fotoefecto.
- La ecuación (8.6.1) predice la existencia de una frecuencia de corte. Efectivamente, imponiendo la condición $E_c = 0$ se obtiene, despejando:

$$\nu_c = \frac{A}{h}$$

Para que haya fotoefecto tiene que ocurrir que $\nu > \nu_c$, pues en este caso $h\nu > h\nu_c = A$. Es decir: $\varepsilon > A$. La energía del fotón debe ser mayor que el trabajo de extracción del metal, para así tener un extra de energía que se convierta en energía cinética del electrón. En la tabla siguiente se muestran los valores del trabajo de extracción de algunos metales, determinados experimentalmente a partir de la frecuencia de corte. El electrón-volt (eV) es una medida de energía muy utilizada para designar energías del micro-mundo; $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$.

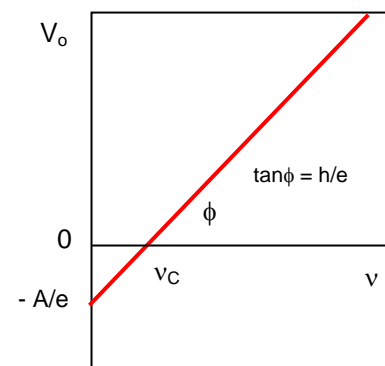
Metal	$\lambda_c(\text{nm})$	A(eV)
Pt	235	5.3
W	276	4.5
Zn	290	4.2
Na	552	2.25
Cs	620	1.9

El proceso es prácticamente instantáneo. No hay que esperar por la acumulación de energía incluso cuando la intensidad de la radiación es extremadamente débil, ya que cada fotón origina la expulsión de un solo electrón.

Es posible relacionar la ecuación de Einstein directamente con el potencial de interrupción. Considerando la ecuación (8.5.1) y sustituyendo en (8.6.1) se obtiene

$$V_o = \frac{h}{e} \nu - \frac{A}{e}$$

Esta es la ecuación de una recta con intercepto $-A/e$ y pendiente h/e , que refleja perfectamente el comportamiento experimental (dependencia lineal en el gráfico de V_o vs. ν).



Las celdas fotoeléctricas se emplean en alarmas antirrobo, semáforos de tráfico, detectores de incendio y puertas automáticas. Una célula fotoeléctrica y un rayo de luz (que puede ser infrarrojo o invisible al ojo humano) forman una parte esencial de este tipo de circuito eléctrico. La luz producida por una bombilla en un extremo del circuito cae sobre la célula, situada a cierta distancia. El circuito salta al cortarse el rayo de luz, lo que provoca el cierre de un relé y activa el sistema antirrobo u otros circuitos.

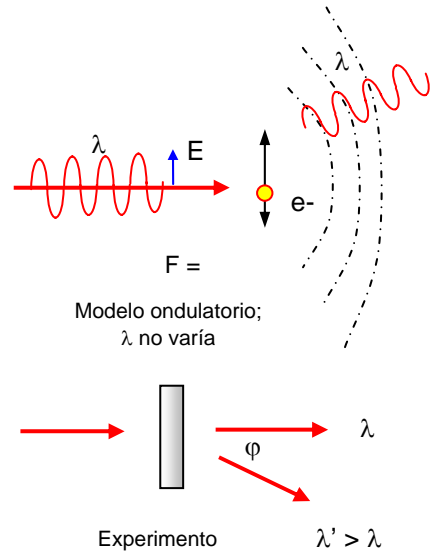
8.7 Efecto Compton

En el efecto fotoeléctrico se comprobó el carácter cuántico de la *energía* de la radiación, $\epsilon = h\nu$, y su comportamiento como un haz de fotones. En el efecto Compton se puso de manifiesto que *la cantidad de movimiento* de la radiación también está cuantizada o cuantificada. En lo que sigue se describe muy brevemente en que consiste el efecto Compton y la explicación que se le dio al fenómeno sobre la base del modelo corpuscular de la luz.

Cuando un haz de rayos X incide sobre un sólido, éste a su vez se convierte en un emisor secundario de rayos X de menor intensidad. Desde el punto de vista del modelo ondulatorio, el efecto se explicaría considerando que los rayos X hacen oscilar los electrones más débilmente ligados al átomo, y éstos se comportarían como pequeños dipolos emisores de radiación.

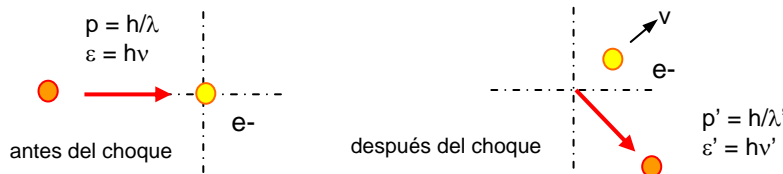
De acuerdo a esta interpretación, la radiación secundaria debería ser de la misma frecuencia que la de la radiación incidente (ver figura).

Sin embargo, al realizar el experimento cuidadosamente, Compton encontró que la longitud de onda de la radiación variaba en dependencia del ángulo de observación con respecto a la dirección del haz incidente. El experimento proporciona que $\Delta\lambda = k(1 - \cos\phi)$, donde $k = 2.42 \times 10^{-3} \text{ nm}$.



Hipótesis de Compton

Para tratar de explicar este comportamiento, Compton tomó en cuenta el modelo corpuscular de Einstein, considerando un flujo de partículas independientes con energía $\epsilon = h\nu$ y asumió que poseían una cantidad de movimiento $p = h/\lambda$. Consideró entonces la interacción entre el fotón y el electrón como un choque elástico entre partículas en dos dimensiones (ver figura).



Este problema se resuelve de manera similar al de un choque elástico en mecánica, planteando la conservación de la energía cinética junto con la conservación de la cantidad de movimiento:

$$\vec{P} = \vec{P}_0$$

$$E_C = E_C^0.$$

Una consideración adicional de Compton fue el considerar las ecuaciones relativistas de Einstein para la cantidad de movimiento del electrón después del choque:

$$p_e = \frac{m_e v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

El resultado final fue que, bajo estas consideraciones, al resolver las ecuaciones se llega a la siguiente expresión:

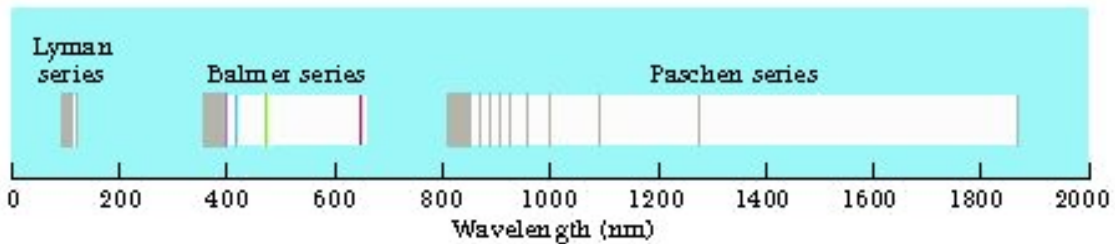
$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \varphi)$$

donde $h/m_e c \approx 2.42 \times 10^{-3}$ nm, lo que coincide en forma excelente con los resultados experimentales. Por estos resultados, Compton recibió el premio Nóbel de Física en 1927.

8.8 Modelo de Bohr del Átomo de Hidrógeno

Antecedentes

Otro fenómeno que no podía ser explicado sobre la base del modelo ondulatorio de la luz era el de la formación de los espectros atómicos en fase gaseosa, obtenidos a partir del análisis espectral. Ni siquiera era posible explicar el espectro más sencillo posible, el del átomo de hidrógeno. Al obtener el espectro del hidrógeno aparecen 5 grupos o *series* de líneas, cuyas frecuencias siguen relaciones muy bien determinadas a partir del experimento. En la figura se muestran solo las tres primeras.



Serie	Región	Fórmula empírica	Valores de n
Lyman	UV	$\nu = R\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$	2,3,4, ...
Balmer	visible	$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	3,4,5, ...
Paschen	IR	$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	4,5,6, ...
Bracket	IR	$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	5,6,7, ...
Pfund	IR	$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$	6,7,8, ...

La constante R se denomina constante de Rydberg, y su valor se determina del experimento:

$$R = 0.01097 \text{ nm}^{-1} .$$

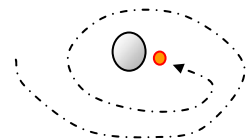
Hasta 1913 no existía ningún modelo atómico capaz de explicar estas regularidades en la disposición de las líneas. El *modelo planetario de Rutherford*, presentado dos años antes, consideraba un núcleo central de carga positiva (protón) con los electrones negativos girando alrededor del núcleo. Sin embargo, éste modelo era incapaz de explicar la aparición de los espectros. Su principal inconveniente era que el átomo construido en estas condiciones no es estable.

Ernest Rutherford. Físico británico que obtuvo el Premio Nóbel de Química en 1908. Fue un pionero de la física nuclear por sus investigaciones experimentales y su desarrollo de la teoría nuclear de la estructura atómica. Afirmó que un átomo está constituido en gran medida por espacio vacío, con un núcleo con carga positiva en el centro, en torno al cual orbitan los electrones, cargados negativamente.



Bombardeando gas nitrógeno con partículas alfa (núcleos de helio), Rutherford logró transformar un átomo de nitrógeno en un átomo de oxígeno y otro de hidrógeno. Este experimento fue un primer estímulo para el desarrollo de la energía nuclear.

Las cargas aceleradas emiten energía en forma radiación continua. La fuerza eléctrica entre la carga positiva del núcleo y el electrón negativo origina una fuerza centrípeta F_c y la correspondiente aceleración centrípeta. Por tanto, el electrón acelerado iría perdiendo energía poco a poco por radiación hasta caer en el núcleo, y el átomo se desintegraría. Los cálculos muestran que el tiempo de vida sería muy pequeño, de solo fracciones de segundo.

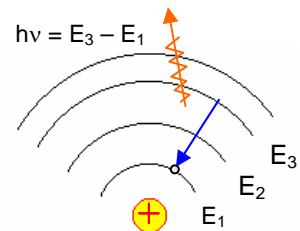


Postulados de Bohr

En 1913, el Niels Bohr modificó el modelo de Rutherford de manera tal que logró dar explicación a lo que, hasta el momento, era totalmente inexplicable. Para esto introdujo los siguientes postulados.

- Los electrones giran alrededor de núcleo en órbitas estables, con momento angular $L = nh/2\pi$, donde $n = 1,2,3,\dots$
- Cada electrón se mueve en su órbita con una energía E_j , sin radiar o absorber energía.
- El salto de un electrón de una a otra órbita va acompañado de la absorción o emisión de un cuanto de energía $h\nu = E_n - E_m$.

En la figura adjunta se representa esquemáticamente el modelo de Bohr. Cada posible órbita está caracterizada por una energía determinada del electrón, los llamados “estados estacionarios”. La órbita más estable es la de menor energía, pero los electrones pueden ser excitados a órbitas de mayor energía por los agentes externos.



Al regresar el electrón a su estado básico, emite la energía en exceso en forma de un fotón de energía $h\nu$. Considerando que la energía mecánica del electrón en cada órbita se mantiene constante,

$$E_M = E_c + E_p.$$

La energía potencial electrostática para el electrón en su órbita viene dada por $E_p = -eV$, y V es el potencial de la carga puntual (protón) en el núcleo,

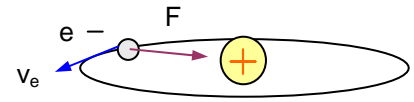
$$V = -ke/r$$

donde r es el radio de la órbita. La expresión de la energía mecánica queda entonces como

$$E_M = \frac{1}{2} m_e v_e^2 - ke^2/r, \quad (8.7.1)$$

m_e y v_e representan la masa del electrón y su velocidad, respectivamente. Por otra parte, la fuerza eléc-

trica actuando sobre el electrón viene dada por $F = eE$, donde $E = ke/r^2$ es la intensidad de campo asociada al protón a la distancia r .



Esta fuerza hace el papel de fuerza centrípeta, y debe ser igual al producto de la masa por la aceleración centrípeta v^2/r :

$$ke^2/r^2 = m_e v_e^2/r . \quad (8.7.2)$$

Una tercera ecuación se obtiene a partir del primer postulado. Según este postulado, $L = nh/2\pi$. El momento angular del electrón en su órbita, calculado a partir de la expresión general $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ proporciona, en valor modular, $L = m_e v_e r$. Igualando ambos términos se obtiene:

$$m_e v_e r = nh/2\pi . \quad (8.7.3)$$

Eliminado la velocidad y la constante k de las ecuaciones (8.7.1), (8.7.2) y (8.7.3) se llega a una expresión para la energía del electrón en las diferentes órbitas estacionarias:

$$E_n = - \frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} .$$

Si se calcula la diferencia $E_n - E_1$ y se divide por la constante de Planck, se obtiene una expresión que coincide totalmente con la fórmula empírica para las frecuencias de la radiación de la serie de Lyman :

$$\nu = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3} \left\{ 1 - \frac{1}{n^2} \right\}$$

La constante de Rydberg resulta ser igual a:

$$R = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3}$$

que proporciona un valor coincidente con el valor experimental. Calculando $E_n - E_2$ se obtienen las frecuencias de la serie de Balmer, y así sucesivamente para las demás series de líneas.

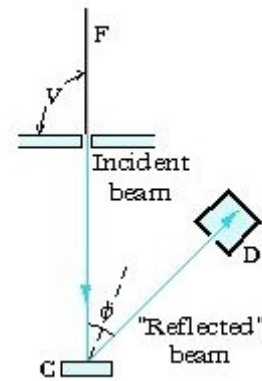
Es decir, el modelo de Bohr explica satisfactoriamente no sólo el aspecto cualitativo del fenómeno, sino también el aspecto cuantitativo para todas las series de líneas del átomo de hidrógeno. Estos resultados también representan una confirmación independiente tanto del modelo corpuscular de la radiación como de la cuantificación de la energía en el micromundo, así como de la estrecha interrelación de ambas propiedades.

El modelo de Bohr no es válido para átomos más complejos que el de hidrógeno. En ese caso las líneas experimentales no coinciden con las que predicen las ecuaciones. Para lograr encontrar un modelo que explicara satisfactoriamente este comportamiento, fue necesario crear una mecánica especial para analizar los fenómenos del micromundo; la *Mecánica Cuántica*. La *Mecánica Cuántica* es esencialmente diferente de la mecánica clásica. El concepto de trayectoria de una partícula, tal como se conoce en la mecánica clásica, no es aplicable en el micromundo, y desaparece totalmente. El movimiento de las partículas se describe mediante una *función de onda* $\psi(\vec{r}, t)$. Esta función es tal que el cuadrado de su módulo es proporcional a la probabilidad de encontrar a la partícula en la posición \vec{r} en el instante t .

8.9 Propiedades Ondulatorias de las Partículas

En 1924 el francés Louis de Broglie sugirió que como el universo estaba formado por ondas y partículas, y se sabía que las ondas tenían propiedades de partícula, se debía investigar si las partículas, en determinadas condiciones, también podían comportarse como ondas. Basándose en estas ideas, los norteamericanos Davisson y Germer "bombardearon" un monocristal de níquel con un haz de electrones, tratando de encontrar un patrón similar al patrón de difracción que se obtiene cuando se utilizan rayos x.

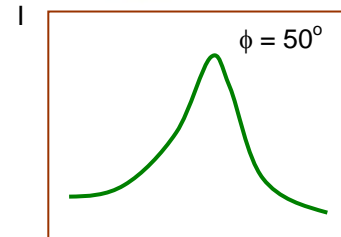
El esquema del experimento se muestra en la figura adjunta. El filamento F al rojo (emisor de electrones) estaba sometido a una diferencia de potencial para acelerar los electrones emitidos. Regulando esta diferencia de potencial es posible controlar la velocidad de los electrones. Los electrones incidían en el cristal C, y los que eran reflejados se recogían en un detector adecuado D, que podía colocarse en diferentes posiciones angulares respecto al haz incidente.



Se pudo comprobar que sólo para determinados valores de ϕ aparecía un máximo del haz reflejado (ver figura), y que el valor de ese máximo variaba en dependencia del valor del potencial V_{ab} y de la correspondiente cantidad de movimiento $p = mv$ de los electrones. Fue posible interpretar estos resultados cualitativa y cuantitativamente asumiendo que el haz de electrones tiene una longitud de onda asociada, dada por

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

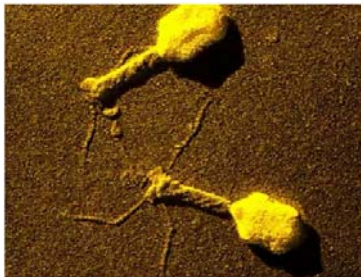
y que ocurre un fenómeno de difracción de los electrones en el cristal. La longitud de onda calculada, $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$, era del orden del valor de las distancias interatómicas del material ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$).



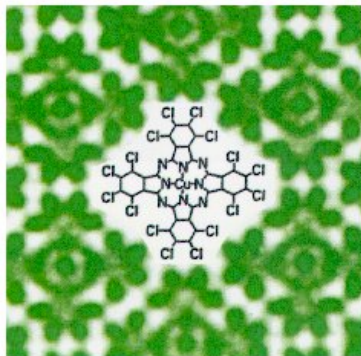
$V_c = eV_{ab}$

Este experimento fue sólo la primera evidencia de que un haz de partículas puede comportarse, en determinadas condiciones, con propiedades ondulatorias.

Las propiedades ondulatorias de las partículas se utilizan actualmente en forma cotidiana. Un ejemplo es el microscopio electrónico, donde un haz de electrones se enfoca para formar una imagen de una muestra con mucha mayor aumento y resolución que en los microscopios ordinarios. La razón por la que un microscopio electrónico es capaz de lograr mayores aumentos tiene que ver con el tamaño de la longitud de onda utilizada para iluminar el objeto y con la difracción. Un microscopio convencional utiliza luz visible para funcionar, cuya longitud de onda se encuentra alrededor de los 5000 \AA ($0.5 \mu\text{m}$). La longitud de onda asociada a un haz de electrones puede llegar a ser unas 100 000 veces menor ($\lambda = 0.005 \text{ nm}$).



Una condición para que haya difracción es que la longitud de onda sea del orden de las dimensiones del objeto. Por ejemplo, en el caso de la difracción por una abertura de radio a , para que ocurra la difracción debe cumplirse que $\lambda \approx a$. Por tanto, cuando en un microscopio óptico iluminado por luz natural las dimensiones de un objeto están cercanas a los $0.5 \mu\text{m}$ o menores, sólo podrá observarse el patrón de difracción del objeto, cualquiera que sea el aumento de las lentes del microscopio.



En un microscopio electrónico los electrones atraviesan la muestra (o se reflejan en ella) y se hacen incidir en una pantalla fluorescente donde se observa la imagen. El enfoque correcto del haz se controla mediante lentes eléctricas y magnéticas. Como la longitud de onda asociada a los electrones se puede regular hasta valores de $\lambda = 0.005 \text{ nm}$, los fenómenos de difracción sólo comenzarán a manifestarse en objetos muy pequeños. Resulta así posible obtener fotos muy precisas de objetos extremadamente pequeños, incluso de átomos.

La figura superior muestra la fotografía de un bacteriófago T4, un virus que solo ataca a las bacterias. Abajo aparece la imagen de una muestra cristalina muy fina que contiene átomos de cobre, cloro y nitrógeno, tomada con un microscopio electrónico de alta resolución. Los átomos de cobre se distinguen perfectamente en el centro de las "rosetas" formadas por 16 átomos de cloro. Los átomos de nitrógeno ocupan posiciones intermedias. En el centro se ha sustituido una molécula por su esquema para facilitar la visualización.