

Lección 7: Los rayos y las ondas de luz

Resumen

El campo de la óptica es extremadamente extenso, por lo que no todas las áreas pueden ser tratadas. En este sentido, se distinguieron 2 áreas principales para la propagación de la luz y su aplicación: Óptica geométrica y óptica ondulatoria. El tema se orienta al uso de la luz como instrumento de medición y fuente de información. Al comienzo, se enfoca en la óptica de rayos, seguida de la óptica de ondas. Los experimentos más o menos conocidos se tratan brevemente, las aplicaciones modernas se presentan con más detalle.

Tabla de contenidos

- Folio 2 – 3: La óptica de rayos (1-2)
- Folio 4: Imágenes ópticas de pequeñas diferencias del índice de refracción
- Folio 5 – 6: La reflexión interna total (1-2)
- Folio 7: Resolución óptica menor que la longitud de onda
- Folio 8: Óptica de ondas
- Folio 9: El poder de resolución de los instrumentos ópticos
- Folio 10: La coherencia de la luz
- Folio 11: La longitud de coherencia
- Folio 12: El efecto Doppler
- Folio 13 – 16: El efecto Doppler relativista (1-4)
- Folio 17: El efecto Doppler longitudinal
- Folio 18: El efecto Doppler transversal
- Folio 19: El ensanchamiento Doppler de las líneas espectrales
- Folio 20 – 22: El corrimiento al rojo por la velocidad (1-3)
- Folio 23: La constante de Hubble
- Folio 24: La edad del universo
- Folio 25: La expansión del universo

La óptica de rayos (1)

La óptica de rayos se utiliza para la realización de imágenes ópticas a través de lentes, espejos, objetivos, telescopios y microscopios.

La óptica de rayos se basa en los principios:

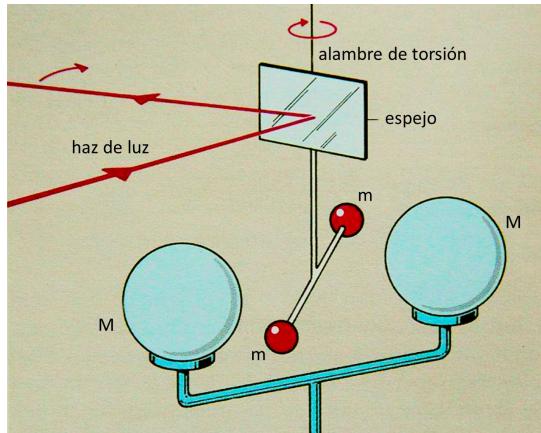
- propagación en línea recta en un medio homogéneo,
- refracción y reflexión al pasar por diferentes materiales homogéneos,
- la trayectoria del rayo es reversible,
- los rayos de luz no se influyen mutuamente.

La óptica de rayos con las leyes de la refracción y la reflexión y la ecuación de imágenes permite el desarrollo de numerosos instrumentos ópticos.



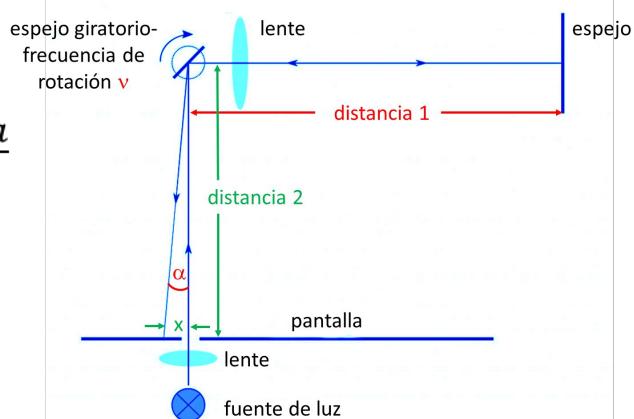
La óptica de rayos (2)

Aparte de los instrumentos ópticos, el propio haz de luz se utiliza como puntero de un instrumento de medición. Esto permite medir los más pequeños movimientos giratorios con suficiente distancia del camino de la luz en una pantalla u observarlo con un microscopio ya a pequeñas distancias. Un ejemplo histórico es la balanza de torsión (Henry Cavendish) para determinar la constante gravitatoria G . Con esto fue posible por primera vez conocer la masa de la Tierra, M_{Tierra} . León Foucault usó un principio similar para medir la velocidad de la luz c .



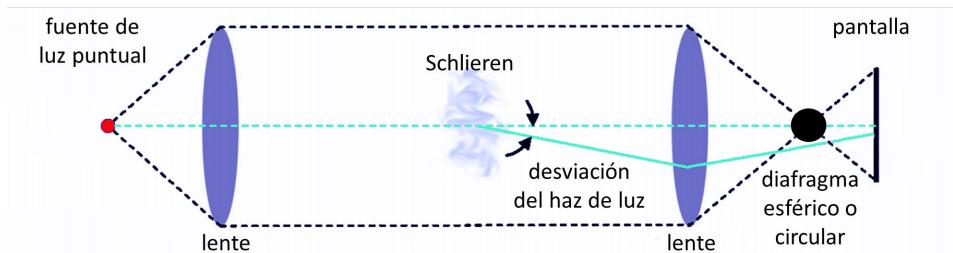
$$M_{Tierra} = \frac{g \cdot r_{Tierra}^2}{G}$$

$$c = \frac{8\pi \cdot \nu \cdot d_1 \cdot d_2}{x}$$



Imágenes ópticas de pequeñas diferencias del índice de refracción

En el análisis de materiales y en los flujos de gas y líquido, la visualización de diferencias extremadamente pequeñas del índice de refracción es de gran importancia. Esta visualización también se conoce como estrioscopía o imagen de 'Schlieren'. El principio se basa en una simple imagen óptica por medio de una lente o un espejo; la imagen directa se bloquea por un diafragma esférico o un filo de cuchillo. Sólo la luz que ha sido desviada por zonas con un índice de refracción diferente en su propagación lineal pasa fuera del diafragma y se hace visible en una pantalla.



Para caracterizar la perfección de un sistema óptico, se utiliza el objeto por sí mismo y se mueve el filo de un cuchillo en su foco (prueba de Foucault).



La reflexión interna total (1)

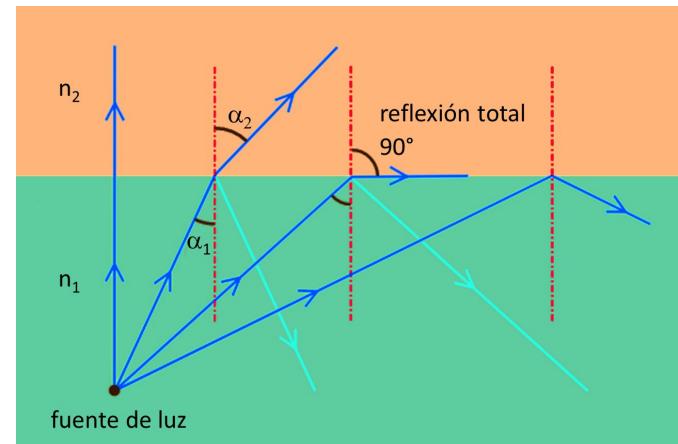
Si el camino de la luz es de un medio ópticamente más denso, en el sentido de un mayor índice de refracción, hacia un medio ópticamente menos denso, el ángulo de salida aumenta. Si el ángulo alcanza los 90° , se obtiene una reflexión total. El ángulo límite para la reflexión total se deriva de la ley de refracción.

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} \rightarrow \alpha_2 = 90^\circ$$

$$\sin \alpha_{reflexión\ total} \geq \frac{n_2}{n_1}$$

$$n = \frac{c}{c_{medio}} : \text{índice de refracción}$$

Se observa que la luz penetra ligeramente en el medio menos denso con una amplitud que cae exponencialmente.



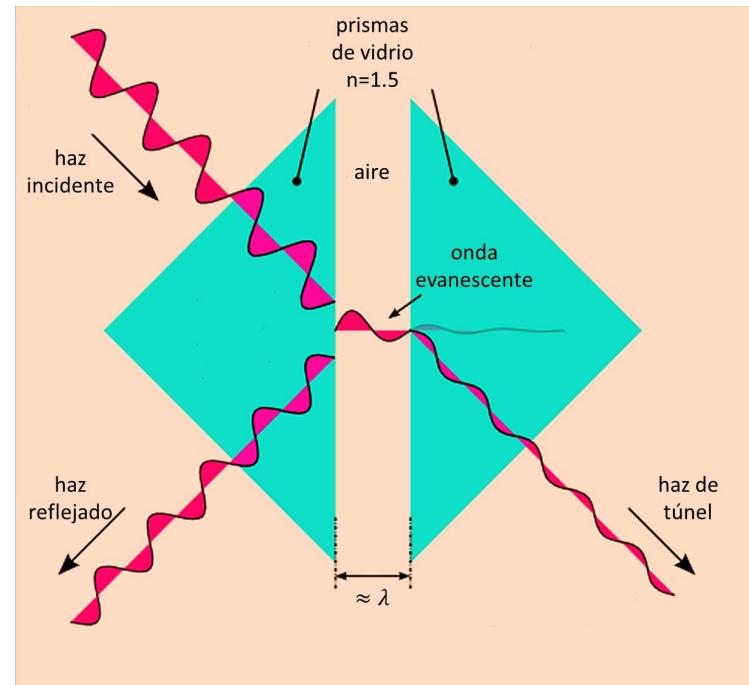
$$E(z) = e^{-\frac{z}{p}}$$

$$\text{Con una profundidad de penetración: } p = \frac{\lambda}{2\pi \cdot n_1 \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}$$

La reflexión interna total (2)

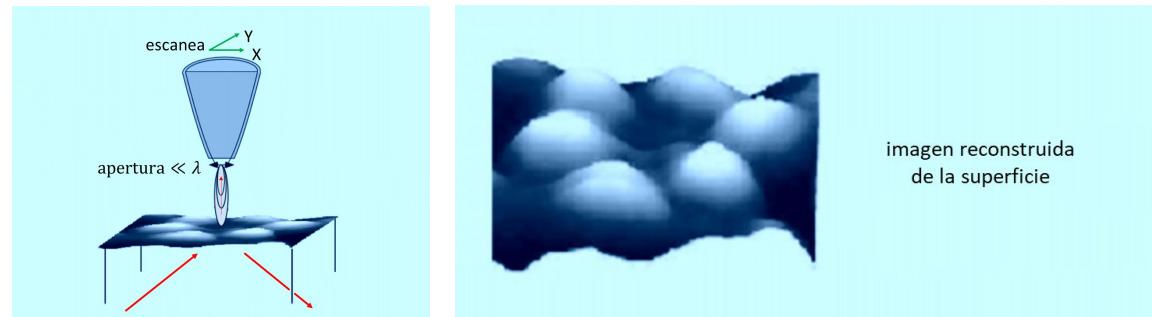
Si hay un tercer material ópticamente más denso por detrás del material ópticamente menos denso, una parte de la intensidad, que disminuye exponencialmente, se transfiere a él. El fenómeno de que la luz atravesase una barrera es el análogo óptico del efecto túnel en la física nuclear, véase Lección 2.

En este caso hay una atenuación adicional de la intensidad del rayo de luz totalmente reflejado, por lo que este efecto también se llama onda evanescente (en el material ópticamente menos denso) o también una reflexión total atenuada. La atenuación de la intensidad se mide cuando la distancia entre el primer y el tercer material está en el rango de 1 longitud de onda de la luz incidente. Este principio se utiliza en la espectroscopia infrarroja y en filtros especiales.



Resolución óptica menor que la longitud de onda

En lugar de un segundo prisma, se puede llevar una sonda transmisora de luz - fibra de vidrio con punta fina - muy cerca en el campo de la onda evanescente. Dependiendo del estado de la superficie de una muestra transparente con un índice de refracción $n > 1$ sobre la cual incide el haz de luz, la sonda recogerá más o menos de la intensidad del campo evanescente. Si las dimensiones de la sonda son mucho más pequeñas que la longitud de onda y la sonda se mueve sobre la muestra con alta precisión, la intensidad de la luz mostrará una imagen de la superficie. De esta manera, el límite de resolución óptica del orden de la longitud de onda puede ser evitado. Con un dispositivo mecánico tan fino se puede lograr una resolución óptica de aproximadamente 30 nm . El diseño se llama microscopio óptico de barrido de campo cercano.



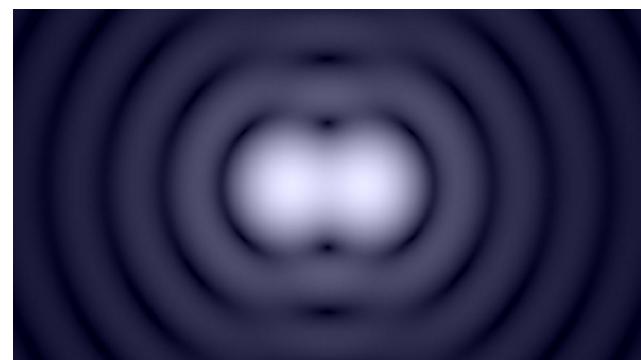
Óptica de ondas

El rango del espectro electromagnético visible incluye colores desde el rojo hasta el violeta, como ya se puede ver en un arco iris. Este fenómeno muestra que el índice de refracción depende del color de la luz, llamado dispersión. Cuando la luz incide sobre un obstáculo, se observa difracción e interferencia, lo que puede explicarse por la naturaleza de las ondas. El patrón de interferencia resultante de la superposición de ondas sólo puede ser estable en el tiempo si estas ondas tienen una relación de fase (temporal) fija entre sí. Esta propiedad se llama coherencia.



El poder de resolución de los instrumentos ópticos

Para el poder de resolución de instrumentos ópticos, vale el criterio de Rayleigh. Este criterio describe la distancia entre dos fuentes de luz para que puedan ser reconocidas como separadas. Según Rayleigh, esta distancia mínima existe cuando la posición del patrón de difracción de una fuente de luz cae al primer mínimo desde el centro del patrón de difracción de la otra fuente de luz. A partir de esto se puede determinar el poder de resolución de los instrumentos ópticos (telescopios).



$$\sin \alpha \approx \frac{\lambda}{D}$$

α : la menor distancia angular que se puede resolver

D : apertura de un telescopio (diámetro)

Por lo contrario, si no se alcanza esta condición, una fuente de luz es aparentemente puntual.

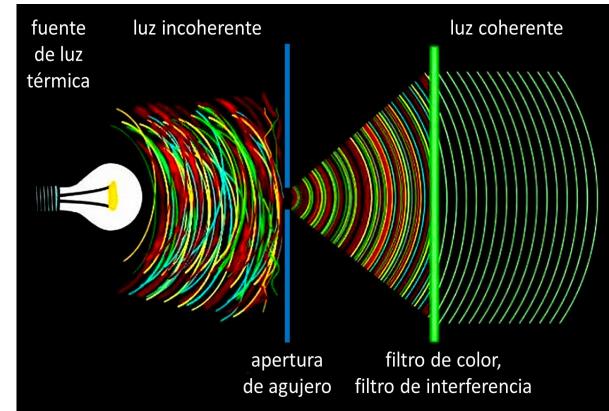
$$D \cdot \sin \alpha < \frac{\lambda}{2}$$

La coherencia de la luz

Una fuente de luz irradia coherentemente si

- la fuente de luz es puntual
- los trenes de ondas emitidas tienen una relación de fase fija

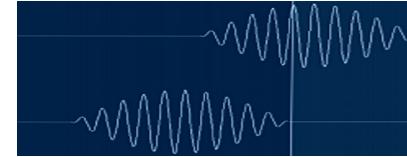
Para los experimentos que requieren luz coherente, esta condición debe cumplirse con el tamaño de la fuente de luz y su ángulo de apertura si no se dispone de un láser. Para las fuentes de luz estándar, esto se logra con una lente convergente y una apertura. Si el ángulo entre los haces de luz superpuestos es muy pequeño, como en el caso de la reflexión de la luz por delante y por detrás de láminas delgadas (mica) o películas de aceite, por ejemplo, se puede ampliar el área de la fuente de luz. Esto produce patrones de interferencia extraordinariamente intensos. Si las ondas no son monocromáticas, es decir, consisten en diferentes componentes de frecuencia, se define un tiempo de coherencia que describe cómo las ondas pueden desplazarse unas contra otras para seguir mostrando un patrón de interferencia estable. Este tiempo de coherencia (o la longitud de coherencia derivada del mismo) es una medida importante para las fuentes de luz.



La longitud de coherencia

El requisito para el funcionamiento de un interferómetro es que las ondas sean coherentes entre sí. Si las longitudes de los trayectos recorridos son diferentes, el contraste del patrón de interferencia puede disminuir. El contraste K se determina a partir de la intensidad máxima I_{max} y mínima I_{min} del patrón. (Esta función también se utiliza para medir la transmisión de modulación para describir la calidad de sistemas ópticos.)

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$



Si el contraste desaparece, se excede la longitud de coherencia. El tiempo que tarda la luz en recorrer la longitud de la coherencia se llama tiempo de coherencia. Este tiempo de coherencia (o la longitud de coherencia derivada del mismo) es una medida importante para las fuentes de luz. La luz natural con una vida de estado excitado en el átomo de $10^{-8}s$ muestra así una longitud de coherencia máxima: $l_{coherente} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 10^{-8}s = 3 \text{ m}$

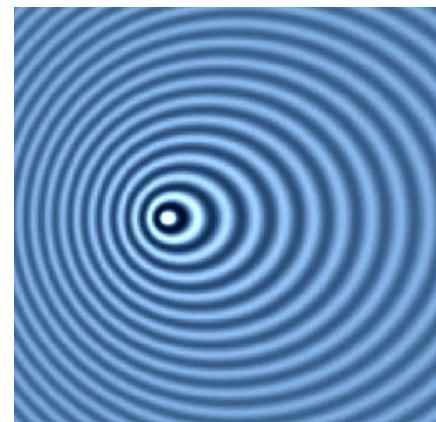
Con un láser monocromático (He:Ne), se puede lograr una longitud de coherencia hasta kilómetros. En el caso de los láseres, se calcula la longitud de coherencia:

$$l_{coherente} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

El efecto Doppler

Si una fuente de luz se acerca o se aleja de un receptor, la señal emitida se comprime o se alarga. Este efecto de movimiento, descubierto por Christian Doppler, existe no sólo para las ondas de sonido en un medio (véase Lección 4), sino también para las ondas electromagnéticas sin un medio (en el vacío). Pero hay una gran diferencia. En la acústica, el cambio de frecuencia cuando el emisor se mueve y el receptor está en reposo, o el receptor se mueve y el emisor está en reposo, está asimétrico, debido a la propagación de las ondas en un medio. Esta asimetría se hace evidente cuando el emisor o el receptor se mueven a una velocidad supersónica. Si el receptor se aleja del emisor con $v_{receptor} > c_{sonido}$, no recibirá ninguna señal. A la inversa, $v_{emisor} > c_{sonido}$, el emisor puede alejarse del receptor a una velocidad supersónica y el receptor siempre recibirá una señal. En el caso de ondas electromagnéticas existe una simetría perfecta.

¿Por qué tiene que ser así?



El efecto Doppler relativista (1)

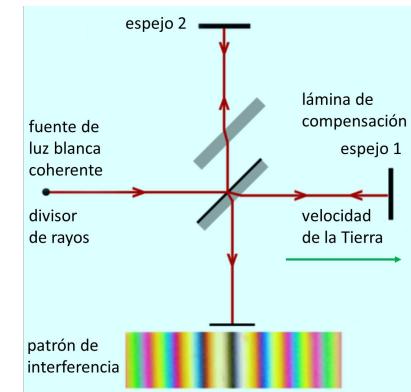
Este fue el resultado final del experimento interferométrico de Michelson-Morley, que intentó medir la velocidad de la Tierra alrededor del Sol. Cuando los brazos del interferómetro se giraron 90°, no se pudo observar ningún cambio en el patrón de interferencia.

Hendrik Antoon Lorentz desarrolló una explicación para el hecho de que el brazo del interferómetro se contrae en la dirección del movimiento de la Tierra, igualando así los diferentes tiempos de propagación de la luz. Esto condujo a la transformación de Lorentz, que describe el cambio en el tiempo de los cuerpos en movimiento, la dilatación del tiempo. La magnitud de la contracción se calcula con el factor de Lorentz γ .

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

c : velocidad de la luz

v : velocidad de un objeto



El efecto Doppler relativista (2)

Albert Einstein desarrolló la teoría de la relatividad especial sobre la base de la transformación de Lorentz. Esta teoría establece que un estado de reposo no puede distinguirse de un estado de movimiento uniforme. Sólo la velocidad relativa entre el emisor (fuente de luz) y el receptor (observador) determina la magnitud del cambio de frecuencia.

Del principio de la relatividad se deduce que la velocidad de la luz es una constante universal y que las longitudes y el paso del tiempo dependen del estado de movimiento del observador. Otra consecuencia importante es la equivalencia de masa y energía.

Para verificar la simetría entre el emisor (fuente de luz) y el receptor, se calcula el cambio de frecuencia para:

emisor en movimiento, receptor en reposo
emisor en reposo, receptor en movimiento

El efecto Doppler relativista (3)

Si el emisor (fuente de luz) está en movimiento y se aleja del receptor en reposo (observador), el desplazamiento Doppler no relativista es:

$$v_{receptor} = v_{emisor} \cdot \frac{1}{1 + \frac{v}{c}}$$

Nota: En la acústica, la convención es usar un signo negativo para la velocidad cuando la distancia aumenta y un signo positivo cuando la distancia disminuye. En la astrofísica, se aplica la definición inversa.

A partir del momento en que la fuente se aleja, el tiempo se retrasa, es decir, el tiempo se dilata, la frecuencia disminuye y la longitud de onda aumenta. Esta transformación se logra multiplicando la fuente que está en movimiento por el valor recíproco del factor de Lorentz.

$$v_{receptor} = v_{emisor} \cdot \frac{1}{1 + \frac{v}{c}} \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

El efecto Doppler relativista (4)

Usando la fórmula del binomio $a^2 - b^2 = (a + b)(a - b)$, el resultado es:

$$v_{receptor} = v_{emisor} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}}{\sqrt{1 + \frac{v}{c}}}$$

Para la situación del receptor en movimiento alejándose del emisor en reposo, el desplazamiento Doppler no relativista es:

$$v_{receptor} = v_{emisor} \cdot \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

Como la dilatación del tiempo se aplica al receptor en movimiento, el emisor tiene que ser transformado por el factor de Lorentz:

$$v_{receptor} = v_{emisor} \cdot \left(1 - \frac{v}{c}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

El efecto Doppler longitudinal

Con la misma transformación matemática el resultado es:

$$v_{receptor} = v_{emisor} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}}{\sqrt{1 + \frac{v}{c}}}$$

De esta manera, existe una simetría perfecta, es decir, el efecto Doppler depende únicamente de la velocidad relativa entre el emisor y el receptor como consecuencia de la constancia de la velocidad de la luz en el vacío.

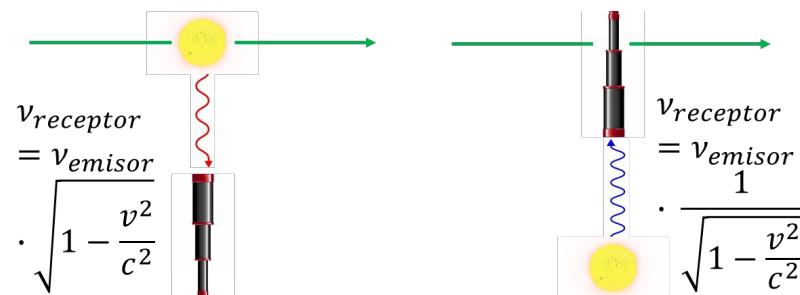
Este cambio de frecuencia también se conoce como el efecto Doppler longitudinal.

El cociente de las frecuencias del emisor y del receptor, así como la relación inversa de las longitudes de onda, también se llama factor Doppler.

$$\frac{v_{emisor}}{v_{receptor}} = \frac{\sqrt{1 + \frac{v}{c}}}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}} = \frac{\lambda_{receptor}}{\lambda_{emisor}}$$

El efecto Doppler transversal

Si una fuente se desplaza transversalmente al observador en un cierto punto del tiempo, el cambio de distancia en ese momento puede ser descuidado; en consecuencia, como en la acústica, no hay un cambio de frecuencia. Sin embargo, la teoría de la relatividad especial requiere que cada objeto esté expuesto a la dilatación del tiempo causada por su movimiento. Si el emisor (la fuente de luz) se desplaza transversalmente al receptor, su movimiento está sujeto a la dilatación del tiempo, es decir, la frecuencia se reduce por el factor recíproco de Lorentz y la longitud de onda aparece desplazada al rojo para el receptor. Si el receptor se desplaza transversalmente al emisor, la dilatación del tiempo se aplica al receptor y la frecuencia aumenta por el factor de Lorentz, es decir, la longitud de onda aparece desplazada hacia el azul por el mismo valor. Este efecto se llama el efecto Doppler transversal.



El ensanchamiento Doppler de las líneas espectrales

El efecto Doppler también explica por qué las líneas observadas en un espectro estelar tienen un ancho de longitud de onda mayor que su ancho natural. La razón es la velocidad térmica de los átomos. Estadísticamente, la mitad de los átomos que emiten luz se acercan al observador con la correspondiente disminución de la longitud de onda, y la otra mitad se alejan del observador con un aumento de la longitud de onda. El ensanchamiento Doppler de una línea (anchura completa a la mitad de la intensidad máxima de una líneapectral) depende de la energía térmica kT y la masa (energía) atómica m .

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{kT \cdot 8 \cdot \ln 2}{m \cdot c^2}}$$



El factor numérico se obtiene convirtiendo la desviación estándar de una curva gaussiana, como resultado de un ensanchamiento térmico, en la media anchura óptica de una líneapectral. Por lo tanto, se puede deducir la temperatura a partir del ancho de la línea. Para el hidrógeno en estrellas muy calientes el ensanchamiento está menor que 1 nm.

El corrimiento al rojo por la velocidad (1)

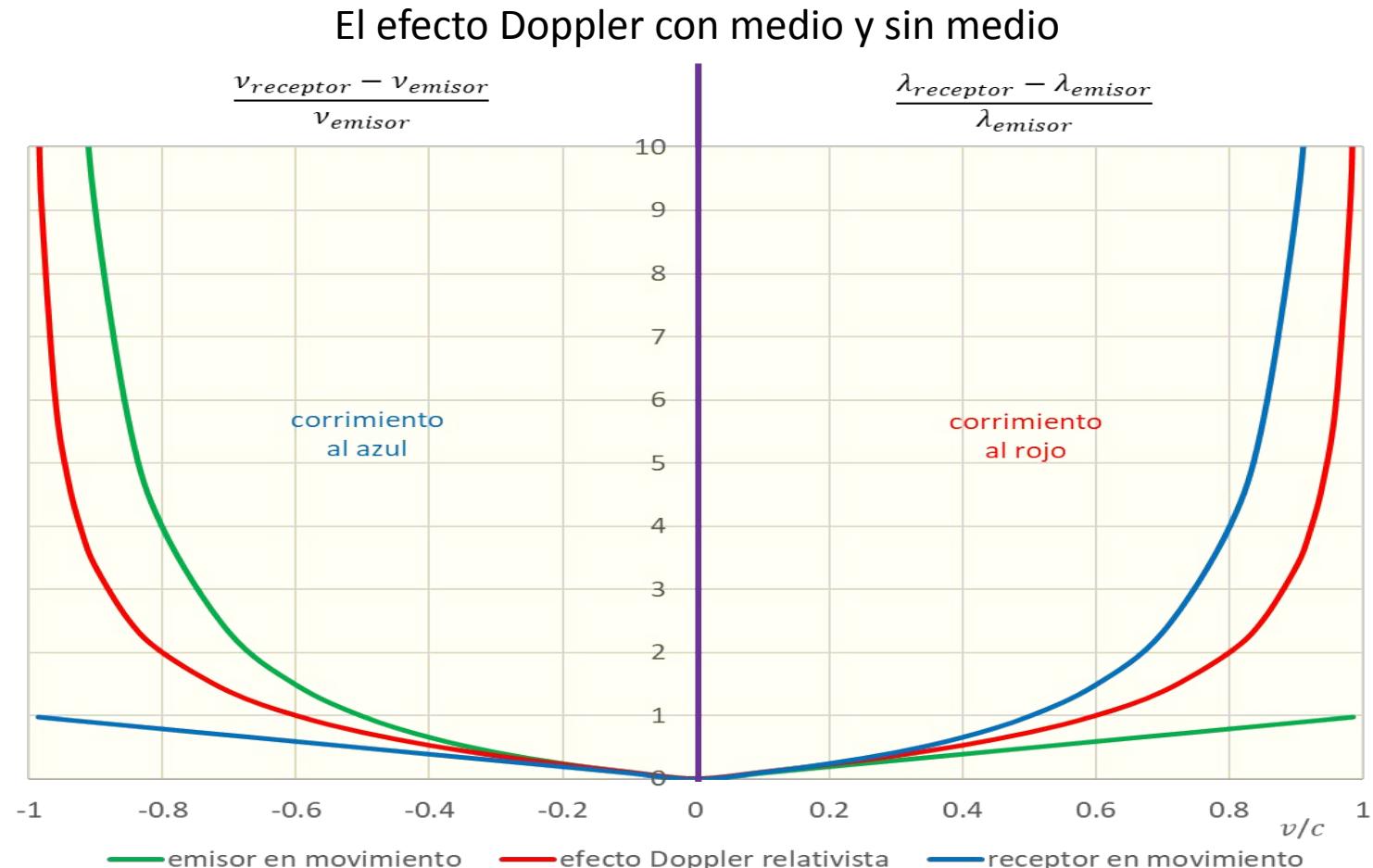
El efecto Doppler de las ondas electromagnéticas es uno de los métodos de investigación más importantes en la astrofísica. Cuando una fuente de luz, como las estrellas o las galaxias, se aleja de un observador, el espectro de luz emitido se desplaza a frecuencias más bajas, es decir, para longitudes de onda más largas. Este desplazamiento se denomina corrimiento al rojo, y en el caso inverso, cuando la fuente de luz se acerca, se denomina corrimiento al azul. Utilizando las líneas espectrales (en emisión o absorción), es posible determinar en qué dirección se mueve una estrella y a qué velocidad. En general se utiliza el cambio relativo de la frecuencia o de la longitud de onda relativa. Si una estrella se aleja de la Tierra a casi la velocidad de la luz, vale:

$$\nu \rightarrow 0 \quad \text{respectivamente} \quad \lambda \rightarrow \infty$$

si la estrella se acerca, vale: $\nu \rightarrow \infty$ respectivamente $\lambda \rightarrow 0$

El efecto Doppler para el sonido en el aire y la luz en el vacío se muestra en el gráfico. Para mantener la simetría, el cambio de frecuencia relativa se representa en la mitad izquierda y el cambio de longitud de onda relativa en la mitad derecha.

El corrimiento al rojo por la velocidad (2)

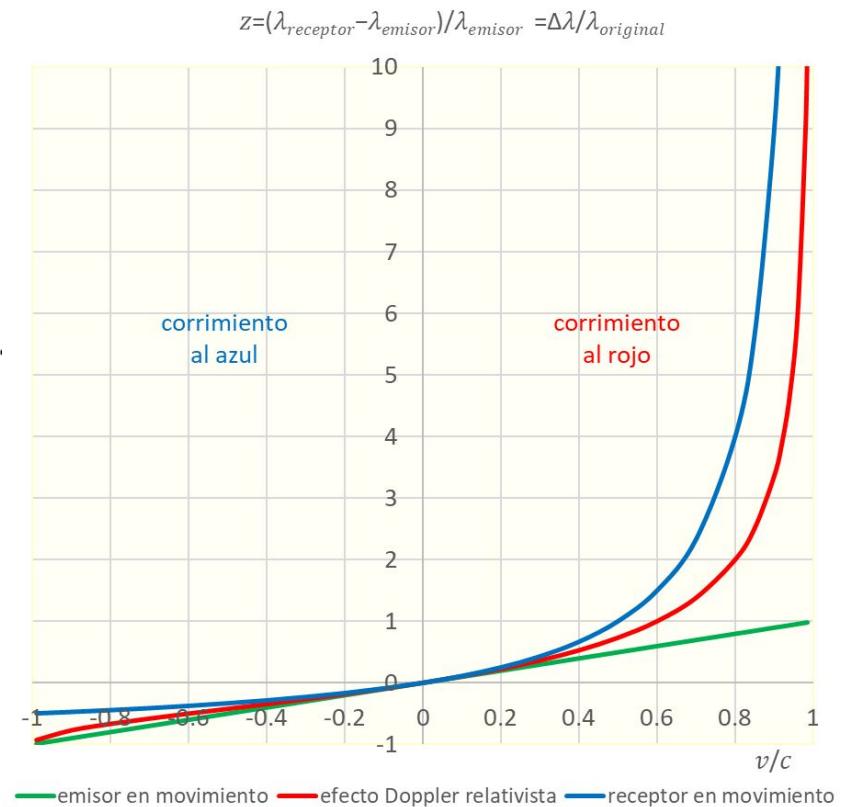


El corrimiento al rojo por la velocidad (3)

Para las mediciones ópticas, siempre se utiliza la longitud de onda. Para distinguir el aumento o la disminución de la distancia, el cambio relativo de la longitud de onda se define como z . Si z es positivo, la fuente de luz se aleja, si z es negativo, la fuente de luz se acerca.

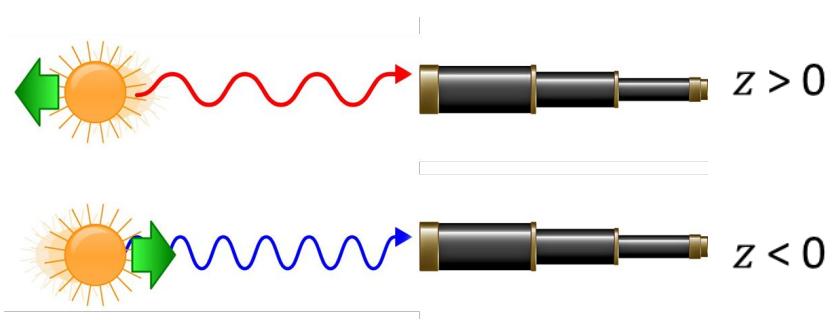
$$z = \frac{\lambda_{receptor} - \lambda_{emisor}}{\lambda_{emisor}} =$$

$$= \frac{\sqrt{1 + \frac{v}{c}} - 1}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{original}}$$



La constante de Hubble

Midiendo la velocidad de las estrellas y del gas interestelar, fue posible detectar el movimiento de la materia en la Vía Láctea y derivar su estructura espiral.



Aparte de las estrellas de la Vía Láctea, se puede observar un corrimiento al rojo en galaxias distantes. Edwin Hubble presentó el corrimiento al rojo de las galaxias como función de su distancia y encontró una relación lineal. Esta función también se conoce como la ley de Hubble, donde la pendiente de esta línea recta es la constante de Hubble.

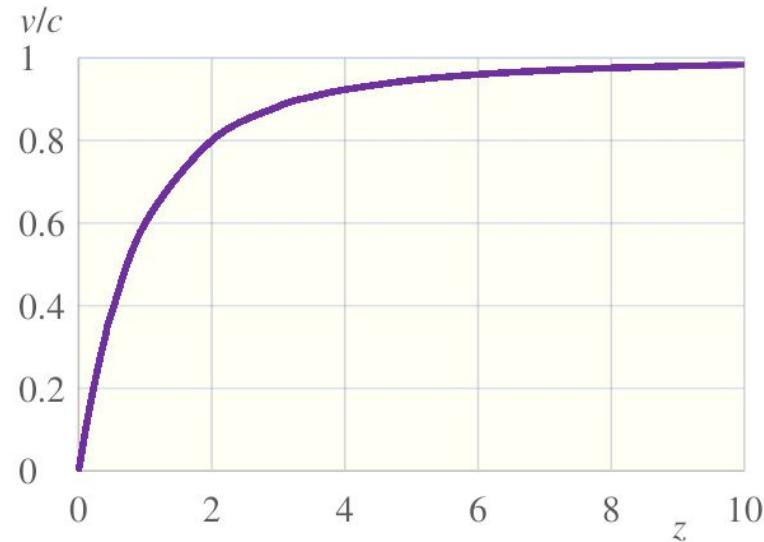
$$c \cdot z = H_0 \cdot D$$

H_0 : constante de Hubble

D : distancia

La edad del universo

El valor recíproco $1/H_0$ de la constante de Hubble se llama tiempo de Hubble. Si la expansión fuera uniforme en un universo vacío, sería igual a la edad mundial de unos 14000 millones de años, es decir, el tiempo que ha transcurrido desde su creación, conocido como la Gran Explosión o el 'Big Bang'. Con el aumento del tamaño de los telescopios reflectores ópticos, se descubren galaxias con una intensidad luminosa cada vez menor. Entre ellos hay una con un valor de $z = 11$ (que se llama GN-z11). Un factor z relativamente grande indica ya una velocidad muy cerca a la velocidad de la luz. Si retrocedemos en el tiempo, esta fuente de luz se observa hoy en día con una edad de 400 millones de años después del Big Bang. El fondo cósmico de microondas tiene un corrimiento al rojo de $z = 1089$, que corresponde a una edad de aproximadamente 379.000 años después del Big Bang.



La expansión del universo

Aunque un objeto se moviera cerca de la velocidad de la luz y otro se alejara de él a casi la velocidad de la luz, el teorema de la adición relativista para las velocidades es aplicable.

$$v_{total} = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 \cdot v_2}{c^2}}$$



La interpretación actual es que el propio espacio se expande, en el que las galaxias están fijas.

Si la constante de Hubble H_0 es una constante sólo en el espacio pero no en el tiempo y si el radio de la esfera de Hubble puede aumentar o disminuir con ella en diferentes intervalos de tiempo se discute en algunos modelos de cosmología. La expansión del universo no debe entenderse como que las galaxias se están alejando unas de otras. Es el propio espacio el que se expande y las galaxias se mueven con él. Queda por ver si este modelo actual sea correcto. Ciertamente, se necesitan nuevas ideas que, con más observaciones, llevarán a una mejor comprensión del desarrollo del universo.