

Resumen de Fisica 3

Mateo P. Cetti

October 6, 2020

1 Movimiento ondulatorio

El mundo está lleno de **ondas**, los dos tipos principales son las ondas **mecánicas** (Tirar una piedra al agua) y las ondas **electromagnéticas** (las ondas de radio). En el caso de las ondas mecánicas, algunos medios físicos se perturban. Las ondas electromagnéticas no requieren un medio para propagarse. La característica principal del movimiento ondulatorio es que la **energía** se transfiere a través de una distancia, pero la **materia** no.

Ondas mecánicas Todas las ondas mecánicas requieren:

1. alguna fuente de perturbación
2. un medio que contenga elementos que sean factibles de perturbación
3. algún mecanismo físico a partir del cual los elementos del medio puedan influirse mutuamente.

Tipos de ondas:

- **onda transversal** Una onda viajera o pulso que hace que los elementos del medio perturbado se muevan **perpendiculares** a la dirección de propagación.
- **onda longitudinal** Una onda viajera o pulso que mueve a los elementos del medio en **paralelo** a la dirección de propagación

Funcion de onda

- $y(x, t)y(x - vt, 0)$ (Si el pulso viaja hacia la **derecha** en X)
- $y(x, t)y(x + vt, 0)$ (Si el pulso viaja hacia la **izquierda** en X)

La función de onda $y(x, t)$ representa la coordenada y , la posición transversal, de cualquier **elemento** ubicado en la posición x en cualquier tiempo t .

Ademas, si t es fijo (como en el caso de tomar una instantánea del pulso), la función de onda $y(x)$, a veces llamada **forma de onda**, define una curva que representa la **forma** geométrica del **pulso** en dicho tiempo.

El modelo de onda progresiva Primero, la forma de onda completa se mueve hacia la derecha de modo que la curva se mueve hacia la derecha y al final llega a la posición de la curva azul. Este es el **movimiento de la onda**. Si se concentra en un elemento del medio, como el elemento en $x = 0$, observará que cada elemento se mueve hacia arriba y hacia abajo a lo largo del eje y en movimiento armónico simple. Este es el **movimiento de los elementos del medio**. Es importante **diferenciar** entre el movimiento de la onda y el movimiento de los elementos del medio.

modelo de onda Un punto en la figura en que el desplazamiento del elemento de su posición normal está más alto se llama **cresta** de la onda.

El punto más bajo se llama **valle**.

la longitud de onda (λ) es la **distancia mínima** entre dos puntos cualesquiera en ondas adyacentes

periodo T de las ondas es el intervalo de tiempo requerido para que dos puntos idénticos de ondas adyacentes pasen por un punto.

frecuencia f de una onda periódica es el número de crestas (o valles o cualquier otro punto en la onda) que pasa un punto determinado en un intervalo de tiempo **unitario**.

$$f = \frac{1}{T}$$

La **máxima posición** de un elemento del medio relativo a su **posición de equilibrio** se llama **amplitud** A de la onda.

Las ondas viajan con una **rapidez** específica, y esta rapidez depende de las **propiedades del medio perturbado**.

Formas de la función de onda: Forma 1:

$$y(x, t) = A \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x - vt) \right]$$

$v = \frac{\lambda}{T}$. Sustituyendo esto en la ecuación anterior:

$$y = A \sin \left[2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) \right]$$

Para abreviar la fórmula definimos:

$$\text{número de onda angular: } k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\text{frecuencia angular: } w = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$$

Entonces la función queda:

$$y = A \sin(kx - wt)$$

Además, v se puede definir alternativamente como: $v = \frac{w}{f} = \lambda f$

La función de onda conocida en la ecuación supone que la posición vertical y de un elemento del medio es cero en $x = 0$ y $t = 0$. Este no necesita ser el caso. Si no lo es, la función de onda por lo general se expresa en la forma:

$$y = A \sin(kx - wt + \phi)$$

donde ϕ es la **constante de fase**

Ondas sinusoidales en cuerdas Se puede usar esta expresión para describir el movimiento de cualquier elemento de la cuerda. Un elemento en el punto P se mueve sólo verticalmente, y de este modo su coordenada x permanece constante. Por lo tanto, la rapidez transversal v_y (no confundir con la rapidez de onda v) y la aceleración transversal a_y de los **elementos** de la cuerda son

$$v_y = -wA \cos(kx - wt)$$

$$a_y = -w^2 A \sin(kx - wt)$$

Los valores **máximos** de la rapidez transversal y la aceleración transversal son simplemente los valores absolutos de los coeficientes de las funciones coseno y seno:

$$v_{y \max} = wA$$

$$a_{y \max} = w^2 A$$

La **rapidez transversal** y la **aceleración transversal** de los elementos de la cuerda no llegan **simultáneamente** a sus valores máximos. La rapidez transversal llega a su valor máximo (wA) cuando $y = 0$, mientras que la magnitud de la aceleración transversal llega a su valor máximo ($w^2 A$) cuando $y = \pm A$

La rapidez de ondas en cuerdas En esta sección se determina la rapidez de un pulso transversal que viaja en una cuerda tensa. Primero cabe mencionar que se espera que la **rapidez** de la onda **aumente** con una **tensión creciente** y debe disminuir a medida que **aumente** la **masa por unidad de longitud** de la cuerda.

Si la tensión en la cuerda es T y su masa por unidad de longitud es μ , la rapidez de onda es:

$$\sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

Reflexión y transmisión El modelo de onda progresiva describe ondas que viajan a través de un medio uniforme sin interactuar con algo más en el camino. Ahora se considerará cómo una onda progresiva es afectada cuando **encuentra un cambio** en el medio

considere un pulso que viaja en una cuerda que está rígidamente unida a un soporte en un extremo, como en la figura. Cuando el pulso alcanza el soporte, se presenta un cambio severo en el medio: la cuerda termina. Como resultado, el pulso experimenta reflexión; es decir, el pulso se mueve de regreso a lo largo de la cuerda en la dirección opuesta. Note que el pulso reflejado está invertido.

Ahora considere otro caso. Esta vez, el pulso llega al final de una cuerda que es libre de moverse verticalmente, como en la figura 16.14. La tensión en el extremo libre se mantiene porque la cuerda está amarrada a un anillo de masa despreciable que tiene libertad para deslizarse verticalmente sobre un poste uniforme sin fricción. De nuevo, el pulso se refleja, pero esta vez no se invierte.

Para finalizar, considere una situación en la que la frontera es intermedia entre estos dos extremos. En este caso, parte de la energía en el pulso incidente se refleja y parte se somete a transmisión; es decir: parte de la energía pasa a través de la frontera. Por ejemplo, suponga que una cuerda ligera se une a una cuerda más pesada,

Rapidez de transferencia de energía mediante ondas sinusoidales en cuerdas La energía cinética de un elemento de la cuerda se expresa como:

$$dK = \frac{1}{2}(\mu dx)v_y^2$$

Al sustituir con la ecuación para la rapidez transversal general de un oscilador armónico simple se obtiene:

$$dK = \frac{1}{2}\mu w^2 A^2 \cos^2(kx - wt) dx$$

Si se toma una instantánea de la onda en el tiempo $t=0$, la energía cinética de un elemento dado es:

$$dK = \frac{1}{2}\mu w^2 A^2 \cos^2(kx) dx$$

Al integrar esta expresión sobre todos los elementos de cuerda en una longitud de onda de la onda produce la energía cinética total K_A en una longitud de onda:

$$dK_\lambda = \frac{1}{4} \mu w^2 A^2 \lambda$$

para la energía potencial total U_A en una longitud de onda produce exactamente el mismo resultado:

$$dU_\lambda = \frac{1}{4} \mu w^2 A^2 \lambda$$

La energía total en una longitud de onda de la onda es la suma de las energías potencial y cinética:

$$E_\lambda = U_\lambda + K_\lambda = \frac{1}{4} \mu w^2 A^2 \lambda$$

Por lo tanto, la potencia \mathbb{P} , o rapidez de transferencia de energía T_{OM} asociada con la onda mecánica, es

$$\mathbb{P} = \frac{1}{2} \mu w^2 A^2 v$$

La ecuación de onda lineal Todas las funciones de onda $y(x, t)$ representan soluciones de una ecuación llamada ecuación de onda lineal. Esta es:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

2 Ondas sonoras

Las **sonoras** viajan a través de **cualquier** medio material con una rapidez que depende de las **propiedades del medio**.

A medida que las ondas sonoras viajan a través del aire, los elementos del aire **vibran** para producir cambios en **densidad** y **presión** a lo largo de la dirección del movimiento de la onda.

Si la fuente de las ondas sonoras vibra sinusoidalmente, las variaciones de presión también son sinusoidales.

Las ondas sonoras se dividen en **tres categorías** que cubren diferentes intervalos de frecuencia.

1. Las **ondas audibles** se encuentran dentro del intervalo de sensibilidad del oído humano.

2. Las **ondas infrasónicas** tienen frecuencias por abajo del intervalo audible.
3. Las **ondas ultrasónicas** tienen frecuencias por arriba del alcance audible.

Rapidez de ondas sonoras Un pistón en el extremo izquierdo se mueve hacia la derecha para **comprimir el gas** y crear el pulso. Antes de que el pistón se mueva, el gas **no está perturbado** y tiene **densidad uniforme**, cuando el pistón se empuja súbitamente hacia la derecha, el gas justo **enfrente** de él se **comprime**; la presión y la densidad en esta región ahora son mayores de lo que eran antes de que el pistón se moviera. Cuando el pistón **se detiene**, la región comprimida del gas **continúa en movimiento** hacia la derecha, lo que corresponde a un **pulso longitudinal** que viaja a través del tubo con rapidez v .

La **rapidez** de las ondas sonoras en un medio depende de la **compresibilidad** y la **densidad** del medio; si éste es un **líquido** o un **gas** y tiene un módulo volumétrico B y densidad p , la rapidez de las ondas sonoras en dicho medio es

$$v = \sqrt{\frac{B}{p}}$$

La rapidez del sonido también depende de la **temperatura** del medio. La relación entre la rapidez de la onda y la temperatura del aire, para sonido que viaja a través del aire, es:

$$v = (331 \text{ m/s}) \sqrt{1 + \frac{T_c}{273C}}$$

Donde 331 m/s es la rapidez del sonido en aire a 0°C y T_c es la **temperatura** del aire en grados celsius.

Ondas sonoras periódicas Una región comprimida se forma siempre que el pistón se empuje en el tubo. Esta región comprimida, llamada **compresión**, se mueve a través del tubo, y comprime continuamente la región justo enfrente de ella misma.

Cuando el pistón se jala hacia atrás, el gas enfrente de él se expande y la presión y la densidad en esta región caen por abajo de sus valores de equilibrio. Estas regiones de baja presión, llamadas **enrarecimiento**, también se propagan a lo largo del tubo, siguiendo las compresiones.

A medida que el pistón tiene una oscilación sinusoidal, se establecen continuamente regiones de compresión y enrarecimiento.

La distancia entre dos compresiones sucesivas (o dos enrarecimientos sucesivos) iguala la **longitud de onda** λ de la onda sonora.

Mientras estas regiones viajan a través del tubo, cualquier elemento pequeño

del medio se mueve con movimiento **armónico simple paralelo** a la dirección de la onda.

Si $s(x, t)$ es la posición de un elemento pequeño en relación con su posición de equilibrio, se puede expresar esta función de posición armónica como:

$$s(x, t) = s_{max} \cos(kx - \omega t)$$

Donde s_{max} es la posición máxima del elemento relativo al equilibrio y se denomina **Amplitud de desplazamiento**. (el desplazamiento del elemento es a lo largo de x)

La variación en la presión del gas ΔP observada desde el valor de equilibrio también es periódica. ΔP se conoce por:

$$\Delta p(x, t) = \Delta p_{max} \cos(kx - \omega t)$$

donde la amplitud de presión Δp_{max} , que es el **cambio máximo en presión** desde el valor de equilibrio, se proporciona por

$$\Delta p_{max} = \rho v \omega s_{max}$$

La variación de presión es un **máximo** cuando el desplazamiento desde el equilibrio es **cero**, y el desplazamiento desde el equilibrio es un **máximo** cuando la variación de presión es **cero**.

Intensidad de ondas sonoras periódicas se demostró que una onda que viaja sobre una cuerda tensa transporta energía. Se aplica el mismo concepto a ondas sonoras. La energía cinética en una longitud de onda de la onda sonora es

$$K_\lambda = \frac{1}{4}(\rho A) \omega^2 s_{max}^2 \lambda$$

la **energía mecánica** total para una longitud de onda es

$$E_\lambda = K_\lambda + U_\lambda = \frac{1}{2}(\rho A) \omega^2 s_{max}^2 \lambda$$

la rapidez de transferencia de energía es

$$P = \frac{1}{2} \rho A v \omega^2 s_{max}^2 \lambda$$

donde v es la rapidez del sonido en el aire.

La **intensidad** I de una onda, se define como la **rapidez** a la cual la energía transportada por la onda se transfiere a través de una unidad de área A **perpendicular** a la dirección de viaje de la onda:

$$I = \frac{P}{A}$$

$$I = \frac{1}{2}pv(ws_{max})^2$$

$$I = \frac{(\Delta P_{max})^2}{2pv}$$

Cuando una fuente emite sonido por igual en todas direcciones, el resultado es una **onda esférica**.

Cada arco representa una superficie sobre la cual es constante la fase de la onda.

A tal superficie de fase constante se le llama **frente de onda**.

Las líneas radiales que se dirigen hacia afuera desde la fuente se llaman **rayos**.

La potencia promedio P_{prom} emitida por la fuente debe tener una distribución uniforme sobre cada frente de onda esférica de área. Por tanto, la intensidad de la onda a una distancia r de la fuente es

$$I = \frac{P_{prom}}{4\pi r^2}$$

Nivel sonoro en decibeles El nivel sonoro β se define mediante la ecuación

$$\beta = 10 \log \left(\frac{I}{I_0} \right)$$

La constante I_0 es la **intensidad de referencia**, considerada como el umbral de audición ($I_0 = 1 * 10^{-12} \text{ W/m}^2$) I es la intensidad en watts por cada metro cuadrado a la que corresponde el nivel de sonido β , donde β se mide en decibels (dB).

El efecto Doppler Tal vez haya notado cómo **varía el sonido** del claxon de un vehículo a medida que éste se aleja. La **frecuencia** del sonido que escucha mientras el vehículo se aproxima a usted es **más alta** que la frecuencia que escucha mientras se aleja. Esta experiencia es un ejemplo del **efecto Doppler**.

Sean f la frecuencia de la fuente, λ la longitud de onda y v la rapidez del sonido en la figura Si el observador también queda estable, detectará frentes de onda a una frecuencia f . Cuando el observador se mueve **hacia** la fuente, la rapidez de las ondas relativa al observador es $v' = v + v_0$, pero la longitud de onda λ no cambia. Se puede decir que la frecuencia f que escucha el observador está **aumentada** y se conoce por

$$f' = \frac{v'}{\lambda} = \frac{v + v_0}{\lambda}$$

Ya que $\lambda = v/f$, f' se puede expresar como:

$$f' = \left(\frac{v + v_0}{v} \right) f$$

Si el observador es móvil alejándose de la fuente, la rapidez de la onda relativa al observador es $v' = v - v_0$. En este caso la frecuencia escuchada por el observador queda **reducida** y se encuentra por:

$$f' = \left(\frac{v - v_0}{\lambda} \right) f$$

Ahora suponga que la **fuerza** está en movimiento y que el observador queda en reposo.

Si la fuente avanza directo hacia el observador, los **frentes de onda** escuchados por el observador están más juntos de lo que estarían si la fuente no se moviera.

Como resultado, la longitud de onda λ medida por el observador es mas corta que la longitud de onda λ de la fuente. Durante cada vibración, que dura un intervalo de tiempo T (el periodo), la fuente se mueve una distancia $v_s T = \frac{v_s}{f}$ y la longitud de onda se **acorta** en esta cantidad. Por lo tanto, la longitud de onda observada λ' es:

$$\lambda' = \lambda - \Delta\lambda = \lambda - \frac{v_s}{f}$$

Como $\lambda = v/f$, la frecuencia f que escucha el observador es:

$$f' = \frac{v}{(v/f) - (v_s/f)}$$

La frecuencia observada aumenta siempre que la fuente se mueva hacia el observador.

$$f' = \left(\frac{v}{v - v_s} \right) f$$

La frecuencia observada disminuye siempre que la fuente se aleje del observador:

$$f' = \left(\frac{v}{v + v_s} \right) f$$

Por último, al combinar las ecuaciones se obtiene la siguiente correspondencia general para la frecuencia observada:

$$f' = \left(\frac{v \pm v_0}{v \pm v_s} \right) f$$

3 Sobreposición e interferencia

Principio de sobreposición: Si dos o más ondas progresivas se mueven a través de un medio, el valor resultante de la función de onda en cualquier punto es la suma algebraica de los valores de las funciones de onda de las ondas individuales.

Las ondas que obedecen este principio se llaman **ondas lineales** (tienen amplitudes mucho menores que sus longitudes de onda).

Las ondas que violan el principio de sobreposición se llaman ondas **no lineales** y con frecuencia se caracterizan por grandes amplitudes.

Una consecuencia del principio de sobreposición es que dos ondas progresivas pueden pasar una a través de la otra sin **alterarse**.

La función de onda para el pulso móvil hacia la derecha es y_1 , y la función de onda para el pulso móvil hacia la izquierda es y_2 . Cuando las ondas comienzan a traslaparse, la función de onda para la onda compleja resultante se conoce por $y_1 + y_2$. Cuando las crestas de los pulsos **coinciden**, tiene una **amplitud** mayor que los pulsos individuales. Los dos pulsos finalmente se separan y **continúan** su movimiento en sus direcciones originales.

La combinación de ondas separadas en la misma región de espacio para producir una onda resultante se llama **interferencia**.

Cuando los desplazamientos causados por los dos pulsos están en la **misma dirección**, a esta interferencia se le refiere como **interferencia constructiva**.

Cuando los desplazamientos causados por los dos pulsos están en direcciones **opuestas**, a su superposición se le refiere como **interferencia destructiva**.

Sobreposición de ondas sinusoidales Si las dos ondas viajan hacia la derecha y tienen la misma frecuencia, longitud de onda y amplitud pero difieren en fase, sus funciones de onda individuales se pueden expresar como:

$$y = 2A \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \sin\left(kx - \omega t + \frac{\phi}{2}\right)$$

La función de onda resultante y también es **sinusoidal** y tiene la misma **frecuencia** y **longitud de onda** que las ondas individuales.

La amplitud de la onda resultante es $2A \cos\left(\frac{\phi}{2}\right)$ y su fase es $\frac{\phi}{2}$.

Si la constante de fase ϕ igual a 0 ($\cos(0) = 1$) la amplitud de onda resultante

es igual a $2A$. En este caso, se dice que las ondas están **en fase**.

Cuando ϕ es igual a π radianes o a cualquier múltiplo impar de π , y las crestas de una onda se presentan en las mismas posiciones que los valles de la segunda (**interferencia destructiva**) la onda resultante tiene amplitud **cero** en todas partes.

En último lugar, cuando la constante de fase tiene un valor arbitrario distinto de 0 o un múltiplo entero de π radianes, la onda resultante tiene una amplitud cuyo valor está en alguna parte entre 0 y $2A$.

Interferencia de ondas sonoras

Longitud de trayectoria(r) La distancia a lo largo de cualquier trayectoria de la bocina al receptor

Se puede dar el caso en el que desde una bocina hasta al receptor haya 2 trayectorias.

Cuando la diferencia en las longitudes de trayectoria $\Delta r = |r_2 - r_1|$ es 0 o algún múltiplo entero de λ ($\Delta r = n\lambda \rightarrow n = 0, 1, 2, 3, \dots$), las dos ondas que llegan al receptor en cualquier instante están en fase y se interfieren **constructivamente** (se detecta un máximo en la intensidad sonora).

Si r_2 es tal que $\Delta r = |r_2 - r_1| = \frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, n\frac{\lambda}{2}$ las dos ondas están exactamente π radianes, fuera de fase en el receptor y por tanto se cancelan mutuamente (no se detecta sonido).

Ondas estacionarias Se consideran funciones de onda para dos ondas sinusoidales transversales que tengan la misma amplitud, frecuencia y longitud de onda pero que viajen en direcciones opuestas en el mismo medio

$$y = 2A \sin(kx) \cos(\omega t)$$

Esta es la función de una **onda estacionaria**. Es un patrón de oscilación con un contorno estacionario que resulta de la superposición de dos ondas **idénticas** que viajan en direcciones **opuestas** (no es una expresión para **una sola** onda progresiva).

no hay sentido de movimiento en la dirección de propagación de cualquier onda original.

Cada elemento del medio oscila en movimiento armónico con la misma frecuencia angular ω .

Sin embargo, la amplitud del movimiento armónico simple de un elemento depende de la ubicación x del elemento en el medio.

La amplitud del movimiento armónico simple de un elemento del medio tiene un valor mínimo de **cero** cuando x satisface la condición $\sin kx = 0$. ($kx = 0, \pi, 2\pi$).

Como $k = 2\pi/\lambda$, estos valores para kx producen:

$$x = 0, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}, \frac{n\lambda}{2} \rightarrow n = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$$

Estos puntos de amplitud cero se llaman **nodos**.

El elemento del medio con el **mayor** desplazamiento posible desde el equilibrio tiene una amplitud de $2A$. Las posiciones en el medio donde se presenta este desplazamiento máximo se llaman **antinodos**. Los antinodos se ubican en posiciones que satisfacen la condición $\sin kx = \pm 1$ de la coordenada x , es decir, cuando:

$$kx = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}$$

Por lo tanto, las posiciones de los antinodos se dan por:

$$x = \frac{n\lambda}{4} \rightarrow n = 1, 3, 5, \dots$$

La distancia entre **antinodos** adyacentes es igual a $\lambda/2$.

La distancia entre **nodos** adyacentes es igual a $\lambda/2$.

La distancia entre un **nodo** y un **antinodo** adyacente es $\lambda/4$.

Ondas estacionarias en una cuerda fija en ambos extremos En una cuerda se pueden establecer **ondas estacionarias** mediante una **sobreposición** continua de ondas **incidentes** y **reflejadas** desde los extremos. Pero hay una **condición frontera**: Los extremos de la cuerda (al estar fijos) son **nodos** por definición.

Esta condición frontera resulta en que la cuerda tenga un número de patrones de oscilación naturales discretos, llamados **modos normales**.

La sección de una onda estacionaria de un nodo al siguiente se llama **bucle**

El primer modo normal tiene nodos en sus extremos y un antinodo en medio (un solo bucle). En este caso, la longitud de onda λ_1 es igual al doble de la longitud de la cuerda ($\lambda_1 = 2L$)

El segundo modo normal es cuando $\lambda_2 = L$ (2 bucles).

El tercer modo normal es cuando $\lambda_3 = \frac{2L}{3}$ (3 bucles).

En general, las longitudes de onda de los diferentes modos normales para una cuerda de longitud L fija en ambos extremos son:

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} \rightarrow n = 1, 2, 3, \dots$$

las frecuencias naturales f_n de los modos normales son

$$f_n = \frac{v}{\lambda_n} = n \frac{v}{2L} = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{T}{\mu}} \rightarrow n = 1, 2, 3, \dots$$

La frecuencia más baja de todas, f_1 , que corresponde a $n = 1$, se llama **frecuencia fundamental** y se conoce por:

$$f_1 = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

Resonancia Se vio que un sistema como una cuerda tensa es capaz de oscilar en uno o más modos de oscilación normales. Si una fuerza periódica se aplica a tal sistema, la amplitud del movimiento resultante es mayor cuando la frecuencia de la fuerza aplicada es **igual** a una de las **frecuencias naturales** del sistema. Este fenómeno, conocido como **resonancia**

Ya que un sistema en oscilación muestra una gran amplitud cuando se activa a cualquiera de sus frecuencias naturales, a estas frecuencias por lo general se les refiere como **frecuencias de resonancia**.

Ondas estacionarias en columnas de aire El modelo de ondas bajo condiciones frontera también se aplica a ondas sonoras en una columna de aire. Las ondas estacionarias son resultado de la interferencia entre ondas sonoras longitudinales que viajan en direcciones opuestas.

- **tubo cerrado en un extremo** dicho extremo es un **nodo** de desplazamiento y un **antinodo** de presión.
- **Tubo abierto en ambos extremos** El extremo abierto de una columna de aire es aproximadamente un **antinodo** de desplazamiento y un **nodo** de presión

Las columnas de aire tienen **frecuencias cuantizadas**.

En un tubo abierto en ambos extremos, las frecuencias naturales de oscilación forman una serie armónica que incluye todos los múltiplos enteros de la frecuencia fundamental.

$$f_n = n \frac{v}{2L} \rightarrow n = 1, 2, 3, \dots$$

En un tubo cerrado en un extremo, las frecuencias de oscilación naturales forman una serie armónica que incluye sólo múltiplos enteros impares de la frecuencia fundamental.

$$f_n = n \frac{v}{4L} \rightarrow n = 1, 3, 5, \dots$$

Ondas estacionarias en barras y membranas Las ondas estacionarias también se presentan en barras y membranas. (Este tema no me gusta :V)

Batimientos: interferencia en el tiempo El fenómeno de interferencia estudiado hasta el momento involucra la superposición de dos o más ondas que tienen **la misma frecuencia** (interferencia espacial).

Ahora considere otro tipo de interferencia, uno que resulta de la superposición de dos ondas que tienen frecuencias ligeramente diferentes. En este caso, cuando las dos ondas se observan en un punto en el espacio, están periódicamente en y fuera de fase.

Es decir: hay una alternación temporal (tiempo) entre interferencia constructiva y destructiva (interferencia temporal). Este fenómeno se llama **batimiento**.

El batimiento es la variación periódica en amplitud en un punto dado debido a la superposición de dos ondas que tienen frecuencias ligeramente diferentes.

Resultante de dos ondas de frecuencias diferentes pero igual amplitud

$$y = \left[2A \cos \left(2\pi \cdot \frac{f_1 - f_2}{2} t \right) \right] \cos \left(2\pi \cdot \frac{f_1 + f_2}{2} t \right)$$

La amplitud y por lo tanto la intensidad del sonido resultante **varía** en el tiempo.

En la onda sonora resultante se detecta un máximo en la amplitud siempre que:

$$\cos \left(2\pi \cdot \frac{f_1 - f_2}{2} t \right) = \pm 1$$

El número de batimientos por segundo, o la frecuencia de batimiento $f_{\text{batimiento}}$, es:

$$f_{\text{batimiento}} = |f_1 - f_2|$$

Patrones de ondas no sinusoidales Cuando las frecuencias que son múltiplos enteros de una frecuencia fundamental se combinan para hacer un sonido, el resultado es un **sonido musical**.

Las combinaciones de las frecuencias que no son múltiplos enteros de una fundamental resultan en un **ruido**

Los patrones de onda sonora producidos por la mayoría de los instrumentos musicales son no sinusoidales.

Cualquier función periódica se representa como una serie de términos seno y coseno con el uso de una técnica matemática en términos del **teorema de**

Fourier (si el patrón de onda es periódico, se puede representar tan cercano como se desee mediante la combinación de un número suficientemente grande de ondas sinusoidales que formen una serie armónica **serie de Fourier**) Serie de Fourier:

$$y(t) = \sum (A_n \sin(2\pi f_n t) + B_n \cos(2\pi f_n t))$$

Donde la frecuencia mas baja es $f_1 = \frac{1}{T}$. Las frecuencias mas altas son los múltiplos enteros de la fundamental $f_n = n f_1$ y los coeficientes A_n y B_n representan las amplitudes de las diferentes ondas.

4 Ondas electromagneticas

Las ondas sonoras y ondas en cuerdas eran ondas **mecánicas** y por lo tanto requerian de un medio para desplazarse. En cambio las ondas **electromagnéticas** no lo requieren, pueden propagarse en el vacío.

Las ondas electromagnéticas son transversales

Corriente de desplazamiento y la forma general de la ley de Ampère

Ley de Ampere la ley de Ampère sirve para explicar los campos magnéticos producidos por corrientes. Pero en esta forma es válida sólo si algunos campos eléctricos presentes son **constantes** en el tiempo.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I$$

$I = \frac{dq}{dt}$ (Corriente de conducción)

Maxwell reconoció esta limitación y modificó la ley de Ampère para incluir campos eléctricos **variables** en el tiempo. Maxwell resolvió este problema al postular un término adicional en el lado derecho de la ley de Ampère, que incluye un factor llamado **corriente de desplazamiento**

$$I_d = \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

donde ϵ_0 es la permitividad del espacio libre y Φ_E es el flujo eléctrico a través de la superficie limitada por la trayectoria de integración.

Ley de Ampere - Maxwell

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 (I + I_d) = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

donde $\Phi_E = EA = \frac{q}{\epsilon_0}$ donde E es la magnitud del campo eléctrico uniforme entre las placas, y A es el área de las placas. q es la carga sobre las placas en

cualquier instante

$$I_d = \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} = \frac{dq}{dt}$$

los campos magnéticos se producen tanto por corrientes de conducción como por campos eléctricos variables en el tiempo.

Ecuaciones de Maxwell y los descubrimientos de Hertz Se presentan las ecuaciones de Maxwell como se aplican al espacio libre, es decir, en ausencia de cualquier material dieléctrico o magnético.

Ley de Gauss

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

El flujo eléctrico total a través de cualquier superficie cerrada es igual a la carga neta dentro de dicha superficie dividida por ϵ_0 **Ley de Gauss del magnetismo**

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$$

El flujo magnético neto a través de una superficie cerrada es cero. Es decir, las líneas de campo magnético no pueden comenzar o terminar en cualquier punto (deben empezar y terminar en el mismo). **Ley de Faraday**

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

Esta ley afirma que la fem, que es la integral de línea del campo eléctrico alrededor de cualquier trayectoria cerrada, es igual a la relación de cambio del flujo magnético a través de cualquier superficie limitada por dicha trayectoria.

Ley de Ampere - Maxwell

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

describe la creación de un campo magnético por un campo eléctrico cambiante y por corriente eléctrica: la integral de línea del campo magnético alrededor de cualquier trayectoria cerrada es la suma de μ_0 veces la corriente neta a través de dicha trayectoria y $\mu_0 \epsilon_0$ veces la rapidez de cambio del flujo eléctrico a través de cualquier superficie limitada por dicha trayectoria.

Una vez que se conocen los campos eléctrico y magnético en un punto en el espacio, la fuerza que actúa sobre una partícula de carga q se calcula a partir de la expresión

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$$

Esta correspondencia se llama **ley de fuerza de Lorentz**.

Ondas electromagnéticas planas Enfoque su atención en una onda electromagnética que viaja en la dirección x (la dirección de propagación). Para esta onda, el campo eléctrico \vec{E} está en la dirección y y el campo magnético \vec{B} está en la dirección z . Tales ondas, en que los campos eléctrico y magnético se restringen a ser paralelos a un par de ejes perpendiculares, se dice que son ondas **linealmente polarizadas**.

A esta colección completa de ondas con frecuencia se les llama **onda plana**. Una superficie que conecta los puntos de igual fase en todas las ondas es un plano geométrico denominado **frente de onda**.

Una superficie que conecta puntos de igual fase para esta situación es una esfera, así que esta onda se llama **onda esférica**.

Rapidez de las ondas electromagnéticas:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

(la luz es una onda electromagnética.)

Campos magnético y eléctrico sinusoidales:

$$E = E_{max} \cos(kx - \omega t)$$

$$B = B_{max} \cos(kx - \omega t)$$

$$\text{Donde: } \frac{\omega}{k} = \frac{2\pi f}{2\pi/\lambda} = \lambda f = c$$

A tener en cuenta

$$\frac{E_{max}}{B_{max}} = \frac{E}{B} = c$$

Es decir, en todo instante, la relación de la magnitud del campo eléctrico con la magnitud del campo magnético en una onda electromagnética es igual a la rapidez de la luz.

Energía transportada por ondas electromagnéticas La rapidez de flujo de la energía en una onda electromagnética se representa mediante un vector \vec{S} , llamado vector de Poynting, que se define

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$$

El vector \vec{S} representa energía por unidad de área. está dirigido en la dirección de propagación de la onda (figura 34.8) y sus unidades del SI son $\frac{W}{m^2}$

Estas ecuaciones para S son aplicables para cualquier instante en el tiempo y representan la rapidez instantánea a la cual pasa energía por unidad de área.

Lo que es de mayor interés en el caso de una onda electromagnética sinusoidal plana es el promedio en el tiempo de S en uno o más ciclos, que se llama **intensidad de onda I**

$$I = S_{prom} = \frac{E_{max}B_{max}}{2\mu_0} = \frac{E_{max}^2}{2\mu_0 c} = \frac{cB_{max}^2}{2\mu_0}$$

La densidad de energía instantánea asociada con el campo magnético de una onda electromagnética es igual a la densidad de energía instantánea asociada con el campo eléctrico.

$$\mu_E = \mu_B = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

La densidad de energía instantánea total u es igual a la suma de las densidades de energía asociadas con los campos eléctrico y magnético:

$$u = \mu_E + \mu_B = \epsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0}$$

para cualquier onda electromagnética, la energía promedio total por unidad de volumen es

$$\mu_{prom} = \epsilon_0 (E^2)_{prom} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_{max}^2 = \frac{B_{max}^2}{2\mu_0}$$

$$I = S_{prom} = c\mu_{prom}$$

la intensidad de una onda electromagnética es igual a la densidad de energía promedio multiplicada por la rapidez de la luz.

Producción de ondas electromagnéticas por una antena El mecanismo fundamental responsable de esta radiación es la aceleración de una partícula con carga. Cada vez que una partícula con carga se acelera, emite energía.

Considere las ondas electromagnéticas producidas por una antena de media onda. En esta configuración, dos varillas conductoras están conectadas a una fuente de voltaje alterno. La longitud de cada varilla es igual a un cuarto de la longitud de onda de la radiación emitida cuando el oscilador funciona con frecuencia f . El oscilador obliga a las cargas a acelerarse de ida y vuelta entre las dos varillas. Ya que estas cargas oscilan en forma continua entre las dos varillas, la antena puede representarse aproximadamente por un dipolo eléctrico oscilante. Las líneas de campo magnético, causadas por la corriente que representa el movimiento de las cargas entre los extremos de la antena, forman círculos concéntricos alrededor de la antena y perpendiculares a las líneas del

campo eléctrico en todos sus puntos. El campo magnético es igual a cero en todos los puntos a lo largo del eje de la antena.

El espectro de las ondas electromagnéticas se listan los diversos tipos de ondas electromagnéticas que muestra el espectro electromagnético.

- Las ondas de radio
- Las microondas
- Las ondas infrarrojas
- La luz visible
- Las ondas ultravioleta
- Los rayos X
- Los rayos gamma

5 Interferencia de ondas de luz

Condiciones para la interferencia Si dos focos se colocan uno al lado del otro, no se observan efectos de interferencia porque las ondas de luz de cada uno se emiten independientemente de la otra.

Las emisiones de los dos focos no mantienen una correspondencia de fase constante entre ellos con el tiempo.

Las ondas de luz de una fuente ordinaria, como es un foco, se somete a cambios de fase aleatorios en intervalos **menores a un nanosegundo**.

Se dice que estas fuentes de luz son **incoherentes**.

Para observar interferencia en ondas de dos fuentes, debe cumplir las siguientes condiciones:

- Las fuentes deben ser **coherentes**, es decir, deben mantener una **fase constante respecto de otra**.
- Las fuentes deben ser **monocromáticas**, es decir, de **una sola longitud de onda**

Experimento de doble ranura de Young Un método común para producir dos fuentes de luz coherentes consiste en usar una fuente monocromática para iluminar una barrera que contenga dos pequeñas ranuras. La luz que sale de las dos ranuras **es coherente** porque una sola fuente produce el rayo de luz original y las dos ranuras sirven sólo para separar el rayo original en dos partes.

La luz se desvía de una trayectoria recta y penetra en la región que de otro modo estaría sombreada. Esta divergencia de luz a partir de su línea inicial de recorrido se denomina **difracción**.

Las ondas planas llegan a una barrera que contiene dos ranuras paralelas S_1 y S_2 . La luz de S_1 y S_2 produce, en una pantalla, una configuración visible de bandas brillantes y oscuras paralelas llamadas **franja**. Cuando la luz desde S_1 y S_2 llega a un punto tal en la pantalla que ocurre **interferencia constructiva** en ese lugar, aparece una **franja brillante**. Cuando la luz de las dos ranuras se combina **destructivamente** en cualquier lugar sobre la pantalla, resulta una **franja oscura**.

Ondas luminosas en interferencia La pantalla se coloca a una distancia perpendicular L de la barrera que contiene dos ranuras, S_1 y S_2 . Las ranuras están separadas por una distancia d , y la fuente es monocromática.

Para llegar a cualquier punto arbitrario P en la **mitad superior** de la pantalla, una onda de la **ranura inferior** debe recorrer más que una onda de la ranura superior en una distancia $d \sin \theta$. Esta distancia se llama **diferencia de trayectoria** δ .

El valor de δ determina si las dos ondas están en fase cuando llegan al punto P . Si δ es cero o algún entero múltiplo de la longitud de onda, las dos ondas están en fase en el punto P y se obtiene **interferencia constructiva**.

$$d \sin \theta_{\text{brillante}} = m\lambda (m = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

Cuando δ es múltiplo impar de $\frac{\lambda}{2}$, las dos ondas que lleguen al punto P están 180 fuera de fase y dan lugar a una **interferencia destructiva**.

$$d \sin \theta_{\text{oscuro}} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda$$

Estas ecuaciones proporcionan las **posiciones angulares** de las franjas.

También es útil obtener expresiones para las posiciones lineales observadas a lo largo de la pantalla desde O hasta P . A partir del triángulo OPQ se ve que

$$\tan \theta = \frac{y}{L}$$

Al usar este resultado, las posiciones lineales de las franjas brillante y oscura se proporcionan por

$$y_{\text{brillante}} = L \tan \theta_{\text{brillante}}$$

$$y_{\text{oscuro}} = L \tan \theta_{\text{oscuro}}$$

el experimento de la doble rendija de Young proporciona un método para medir **la longitud de onda de la luz**.

Distribución de intensidad de la configuración de interferencia de doble ranura Veamos la intensidad de la luz en otros puntos entre las posiciones de máxima interferencia constructiva y destructiva, en otras palabras, calcule ahora la **distribución de intensidad de luz** asociada con la configuración de interferencia de doble ranura

Diferencia de fase:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta$$

Intensidad promedio:

$$I = I_{max} \cos^2 \left(\frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} \right)$$

Cambio de fase debido a reflexión Se coloca una fuente puntual de luz en el punto S cerca de un espejo, así como una pantalla a cierta distancia y perpendicular a éste. Las ondas de luz pueden llegar al punto P en la pantalla ya sea directamente de S a P o por la ruta que implica reflexión desde el espejo.

las posiciones de las franjas oscuras y brillantes están invertidas respecto a la configuración producida por dos fuentes coherentes reales (experimento de Young). Esto sólo puede presentarse si las fuentes coherentes en los puntos S y S' difieren en fase en 180° .

Una onda electromagnética se somete a un **cambio de fase de 180°** al reflejarse desde un medio que tiene un **índice de refracción mayor** que aquel en el que la onda se propague.

Interferencia en películas delgadas Los efectos de interferencia se observan por lo general en películas delgadas, por ejemplo en la delgada superficie de una burbuja de jabón. Los diversos colores que se observan cuando incide luz blanca sobre estas películas resultan por la interferencia de ondas que se reflejan desde las dos superficies de la película.

La longitud de onda de luz λ_n en la película es: $\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$ donde λ es la longitud de onda de la luz en espacio libre y n es el índice de refracción del material de la película.

El rayo reflejado 1, que se refleja desde la superficie superior se somete a un cambio de fase de 180° respecto a la onda incidente. El rayo reflejado 2, que se refleja desde la superficie inferior de la película no pasa por el cambio de fase porque se refleja desde un medio (aire) que tiene un índice de refracción menor. Por lo tanto, el rayo 1 está 180° fuera de fase en relación con el rayo 2, que es equivalente a una diferencia de trayectoria de $\lambda_n/2$. No obstante, también debe considerar que el rayo 2 se desplaza una distancia extra $2t$ antes de que

las ondas se recombinen en el aire sobre la superficie A

Condiciones para la interferencia constructiva en películas delgadas

$$2nt = (m + \frac{1}{2})\lambda (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Condiciones para la interferencia destructiva en las películas delgadas

$$2nt = m\lambda (m = 1, 2, 3, \dots)$$

6 Difraccion y polarizacion

Se verán las **características** del **patrón de difracción** que se presenta cuando la luz desde la abertura se hace incidir sobre una pantalla y bajo ciertas condiciones estas ondas transversales (electromagnéticas) con vectores de campo eléctrico en todas las direcciones transversales posibles pueden ser **polarizadas** de diversas formas. Esto quiere decir que **sólo ciertas orientaciones** de los vectores de campo eléctrico están presentes en la onda polarizada.

Introducción a los patrones de difracción **difracción** luz de una longitud de onda comparable o mayor que el ancho de una rendija se dispersa en todas las direcciones hacia adelante después de pasar a través de la rendija.

Se observa un **patrón de difracción** formado por áreas iluminadas y áreas oscuras, algo similar a lo que ocurre con los patrones de interferencia ya explicados. Constituido por una banda central ancha y bien iluminada (conocida como **máxima central**) flanqueada por una serie de bandas adicionales, menos intensas y cercanas (llamadas **máximo laterales o máximos secundarios**) y una serie de bandas oscuras intermedias (o **mínimas**).

Patrones de difracción provenientes de rendijas angostas **patrón de difracción Fraunhofer**. cada parte de la rendija actúa como una fuente de ondas luminosas. Por esto, la luz desde una sección de la rendija puede interferir con la luz desde otra parte, y la intensidad de la luz resultante sobre la pantalla de observación dependerá de la dirección θ . Según este análisis, reconocerá que un patrón de difracción es realmente un **patrón de interferencia**, en el cual las diferentes fuentes de luz son porciones diferentes de una misma rendija.

Resulta conveniente **dividir la rendija en dos mitades**. Recordando que todas las ondas estarán en fase cuando salgan de la rendija, consideremos los rayos 1 y 3. Conforme esos dos rayos se desplazan a la derecha de la figura hacia una pantalla de observación lejana, el rayo 1 se desplaza más lejos que el rayo 3.

Condición general para la interferencia destructiva (Intensidad luminosa igual a 0)

$$\text{sen}\theta_{oscuro} = m \frac{\lambda}{\alpha} \rightarrow m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Intensidad de patrones de difracción de una sola rendija

$$I = I_{max} \left[\frac{\text{sen}(\pi \alpha \text{sen}(\theta/\lambda))}{\pi \alpha \text{sen}(\theta/\lambda)} \right]^2$$

Intensidad de los patrones de difracción de dos rendijas Cuando se tiene más de una rendija, es necesario considerar no sólo patrones de difracción debido a las rendijas individuales, sino también los patrones de interferencia debidos a las ondas desde rendijas diferentes. (ver el grafico doble ese re flashero de la pagina 1082)

Resolución de una sola rendija y aberturas circulares Si las dos fuentes están suficientemente separadas entre sí de manera que sus máximos centrales no se traslapen se podrán distinguir sus imágenes, y se dice que están resueltas. Sin embargo, si las fuentes están muy cercanas entre sí, como en el caso de la figura 38.8b, los dos máximos centrales se sobreponen, y las imágenes no quedan resueltas.

Cuando el máximo central de una imagen coincide con el primer mínimo de otra imagen, se dice que las imágenes están apenas resueltas. Esta condición límite de resolución se conoce como **criterio de Rayleigh**.

el ángulo de resolución limitante para una rendija de ancho α es:

$$\theta_{min} = \frac{\lambda}{\alpha}$$

El ángulo subtendido por las dos fuentes en la rendija debe ser mayor a $\frac{\lambda}{\alpha}$ si las imágenes quedan resueltas

Ángulo de resolución limitante para una apertura circular

$$\theta_{min} = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

Donde D es el diametro de la abertura.

Rejilla de difracción Está constituida por un elevado número de rendijas paralelas separadas entre sí a una misma distancia. Cada rendija produce difracción, y los rayos difractados interfieren entre sí para producir la configuración final.

La condición para los máximos en el patrón de interferencia en el ángulo $\theta_{brillante}$ es

$$d \sin \theta_{brillante} = m\lambda \rightarrow m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Difracción de los rayos X mediante cristales Los rayos X son ondas electromagnéticas de una longitud de onda muy reducida, Sería imposible, utilizando el proceso de corte construir una rejilla con un espaciamiento tan pequeño. Sin embargo, el espaciamiento atómico en un sólido es de aproximadamente 0.1 nm

la organización normal de los átomos en un cristal pudiera funcionar como una rejilla de difracción tridimensional para los rayos X

Los rayos difractados son muy intensos en ciertas direcciones, que corresponden a la interferencia constructiva de ondas reflejadas de las capas de átomos del cristal. Los rayos difractados, que pueden ser detectados sobre una película fotográfica, forman un arreglo de puntos conocido como **patrón de Laue**.

la condición para una interferencia constructiva (**Ley de Bragg**)

$$2d \sin(\theta) = m\lambda \rightarrow m = 1, 2, 3, \dots$$

Si se mide la longitud de onda y el ángulo de difracción, es posible calcular el **espaciamiento entre los planos atómicos**.

Polarización de las ondas luminosas La dirección de polarización de cada una de las ondas individuales se define como la dirección en la que vibra su campo eléctrico

la onda electromagnética resultante es una superposición de ondas que vibran en muchas direcciones distintas. El resultado es un rayo de luz **no polarizado**

Una onda está **linealmente polarizada** si en todo momento el campo eléctrico resultante \vec{E} vibra en la misma dirección en un punto en particular

Es posible obtener un haz linealmente polarizado, partiendo de un haz no polarizado, al retirar todas las ondas del haz con excepción de aquellas cuyos vectores de campo eléctrico oscilan en un solo plano. Ahora se explicarán **cuatro procesos** para la producción de luz polarizada a partir de luz no polarizada.

Polarización por absorción selectiva polaroid: polariza la luz mediante la absorción selectiva. En un polarizador ideal, se **transmite** toda la luz cuya \vec{E} sea **paralela** al eje de transmisión, y se **absorbe** toda la luz cuya \vec{E} sea **perpendicular** al eje de transmisión.

Ley de Malus

$$I = I_{max} \cos^2 \theta$$

Donde I_{max} es la intensidad del rayo que incide sobre el analizador

Polarización por reflexión Cuando un rayo de luz no polarizado se refleja desde una superficie, la luz reflejada puede estar totalmente polarizada, parcialmente polarizada, o no polarizada, dependiendo del **ángulo de incidencia**. Si el ángulo de incidencia es igual a 0° , el rayo reflejado no es un rayo polarizado.

Cuando una luz no polarizada incide sobre una superficie reflejante, los rayos reflejados y refractados están **parcialmente polarizados**. El rayo reflejado está **totalmente polarizado** cuando el ángulo de incidencia es igual al ángulo de polarización θ_p , lo que satisface la ecuación $n = \tan\theta_p$. En este ángulo de incidencia, los rayos reflejados y refractados son **perpendiculares** entre sí.

Ley de Brewster

$$\tan\theta_p = \frac{n_2}{n_1}$$

Polarización por refracción doble **materiales de doble refracción o birrefringentes** La luz no polarizada que incide en un ángulo al eje óptico en un cristal de calcita se divide en un rayo ordinario (O) y un rayo extraordinario (E). Estos dos rayos están polarizados en direcciones mutuamente perpendiculares.

Polarización por dispersión Cuando incide la luz sobre cualquier material, los electrones del material absorben y vuelven a enviar parte de la luz. Esta absorción y rerradiación de la luz por los electrones de las moléculas de gas que forman el aire es lo que hace que la luz solar que llega hasta un observador sobre la Tierra esté parcialmente polarizada.

7 Temperatura, dilatacion termica y gases ideales

Temperatura y ley cero de la termodinámica Temperatura de un objeto \neq rapidez de transferencia de energia

Ley cero de la termodinamica Si los objetos A y B están por separado en **equilibrio térmico** con un tercer objeto C, en tal caso A y B están en **equilibrio térmico** entre sí.

Se puede considerar a la **temperatura** como la propiedad que determina si un objeto está en **equilibrio térmico** con otros objetos. Dos objetos en equilibrio térmico, uno con otro, están a la misma temperatura. En sentido inverso, si dos objetos tienen diferentes temperaturas, no están en equilibrio térmico uno con otro.

Termómetros y escala de temperatura Celsius Algunas propiedades físicas que cambian con la temperatura son: 1) el volumen de un líquido, 2) las dimensiones de un sólido, 3) la presión de un gas a volumen constante, 4) el volumen de un gas a presión constante, 5) la resistencia eléctrica de un conductor y 6) el color de un objeto

Basicamente, el termómetro de mercurio tiene los altos problemas, no como el termómetro a gas que te voy a vender ahora.

Termómetro de gas a volumen constante y escala absoluta de temperatura El cambio físico que se aprovecha en este dispositivo es la variación de la presión de un volumen de gas fijo debida a la temperatura. lecturas del termómetro son casi independientes del tipo de gas usado

La presión es cero cuando la temperatura es -273.15°C (cero absoluto). Se usa como la base para la **escala absoluta de temperatura**. Para pasar de celcius a temperatura absoluta usamos la sig ecuacion $T_c = T - 273.15$

punto triple del agua que es la combinación única de temperatura y presión en la que el agua líquida, gaseosa y sólida (hielo) **coexisten en equilibrio** (Esta es la segunda temperatura de la escala kelvin)

Las escalas de temperatura Celsius, Fahrenheit y Kelvin Celcius a fahrenheit $\rightarrow T_F = \frac{5}{9}T_C + 32F$

$$\Delta T_C = \Delta T = \frac{5}{9}\Delta T_F$$

Los grados kelvin van al medio y sin notacion porq son los mas importantes y la tienen enorme (Tienen un verdadero valor cero).

Expansión térmica de sólidos y líquidos a medida que aumenta la temperatura, su volumen aumenta. Este fenómeno es conocido como **expansión térmica**. A medida que la temperatura del sólido aumenta, los átomos oscilan con mayores amplitudes; como resultado, la separación promedio entre ellos aumenta. En consecuencia, el objeto se expande.

Coefficiente de expansión lineal promedio (cambio fraccionario en longitud por cada grado de cambio de temperatura)

$$\alpha = \frac{\Delta L/L_i}{\Delta T} \rightarrow \Delta L = \alpha L_i \Delta T$$

Una cavidad en un trozo de material se expande en la misma forma como si la cavidad estuviese llena con el material.

Algunas sustancias se expanden a lo largo de una dimensión (α positiva) y se contraen en otra (α negativa) a medida que sus temperaturas aumentan.

el área superficial y el volumen también cambian. $\rightarrow \Delta V = \beta V_i \Delta T$ donde β es el coeficiente de expansión volumétrica promedio.

Relacion entre β y $\alpha \rightarrow \beta = 3\alpha$

El inusual comportamiento del agua A medida que la temperatura aumenta de 0°C a 4°C, el agua se contrae y por lo tanto su densidad aumenta. Arriba de 4°C, el agua se expande con temperatura creciente y así su densidad disminuye.

Descripción macroscópica de un gas ideal El volumen de los gases depende del **tamaño del contenedor**.

Para un gas, es útil saber cómo se relacionan las cantidades **volumen** V, **presión** P y **temperatura** T para una muestra de gas de masa m. En general, la ecuación que interrelaciona estas cantidades, llamada ecuación de estado, es muy complicada. Sin embargo, si el gas se mantiene a una **presión muy baja** (o densidad baja), la ecuación de estado es muy simple y se encuentra experimentalmente. Tal gas de densidad baja se refiere como un **gas ideal**. Conviene usar el modelo de gas ideal para hacer predicciones que sean adecuadas para describir el comportamiento de gases reales a bajas presiones.

Es provechoso expresar la cantidad de gas en un volumen determinado en términos del número de **moles** n. Un mol de cualquier sustancia es aquella cantidad de la sustancia que contiene un **número de Avogadro** $N_A = 6.022 \times 10^{23}$. El número de moles n de una sustancia se relaciona con su masa m a través de la expresión $n = \frac{m}{M}$ donde M es la masa molar de la sustancia. La masa molar de cada elemento químico es la **masa atómica expresada en gramos por cada mol**.

Ahora suponga que un gas ideal está confinado a un contenedor cilíndrico cuyo volumen puede **variar mediante un pistón móvil**. Si supone que el cilindro no tiene fugas, la masa (o el número de moles) del gas permanece constante. Para tal sistema, los experimentos proporcionan la siguiente información:

- Cuando el gas se mantiene a una **temperatura constante**, su **presión** es **inversamente proporcional al volumen**. (Este comportamiento se describe como **ley de Boyle**.)
- Cuando la **presión** del gas se mantiene **constante**, el **volumen** es **directamente proporcional a la temperatura**. (Este comportamiento se describe como **ley de Charles**.)
- Cuando el **volumen** del gas se mantiene constante, la **presión** es **directamente proporcional a la temperatura**. (Este comportamiento se describe como **ley de Gay-Lussac**.)

Estas observaciones se resumen mediante la **ecuación de estado para un gas ideal**

$$PV = nRT$$

R se llama **constante universal de los gases** y puede adquirir distintos valores (Si se usa el valor expresado en atmósferas, se puede demostrar que el volumen ocupado por 1 mol de cualquier gas a presión atmosférica y a 0°C (273 K) es de 22.4 L).

La ley de gas ideal afirma que, si el **volumen y la temperatura** de una cantidad fija de gas **no cambian**, la **presión** también permanece **constante**.

La ecuación de gas ideal se puede escribir como:

$$PV = Nk_B T$$

Donde k_B es la **constante de Boltzmann** que vale $k_B = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23} J/K$.

Es común llamar a cantidades tales como P, V y T **variables termodinámicas** de un gas ideal