

*FISICA II*¹

Alberto Garcia-Garcia

5 de mayo de 2019

¹ Inspired by Edward R. Tufte!

Campo Eléctrico

Corrente Continua

Campo Magnético

Inducción Magnética

Flujo Magnético

El flujo magnético ϕ_m a través de una superficie A se calcula de forma análoga al flujo de un campo eléctrico. Siendo dA un elemento de área infinitesimal de dicha superficie y \hat{n} el vector unitario perpendicular a dicho elemento ², el flujo queda definido como sigue (siendo su unidad el *Weber* [Wb] que equivale a $[T \cdot m^2]$)

$$\phi_m = \int_S \tilde{\mathbf{B}} \hat{n} dA = \int_S B_n dA \text{ [Wb]} , \quad (1)$$

Dado que el campo magnético es proporcional al número de líneas de campo por unidad de área, el flujo es proporcional al número de líneas que atraviesan dicha superficie. Por lo tanto, si la superficie es un plano de área A y el campo magnético es constante sobre la superficie, el flujo que la atraviesa es

$$\phi_m = \tilde{\mathbf{B}} \hat{n} A = BA \cos \theta \text{ [Wb]} , \quad (2)$$

donde θ es el ángulo que forman el campo magnético y la normal de la superficie. Frecuentemente, esta aproximación se utiliza para calcular el flujo magnético a través de una superficie rodeada por una bobina con N espiras

$$\phi_m = N \tilde{\mathbf{B}} \hat{n} A = NBA \cos \theta \text{ [Wb]} . \quad (3)$$

FEM Inducida y Ley de Faraday

Si el flujo magnético a través de un área rodeada por un circuito varía por cualquier motivo, se induce una FEM que es igual en módulo a la variación por unidad de tiempo del flujo que atraviesa dicho circuito:

$$\mathcal{E} = - \frac{d\phi_m}{dt} \text{ [V]} . \quad (4)$$

Los campos eléctricos estudiados con anterioridad eran producidos por cargas eléctricas estáticas por lo que su circulación (potencial como $\oint_C \tilde{\mathbf{E}} \cdot d\tilde{\mathbf{l}}$) alrededor de una curva cerrada C era cero. No obstante, el campo eléctrico generador por un campo magnético variable no es conservativo ya que su circulación (potencial) es una FEM inducida por el flujo magnético que atraviesa cualquier superficie S encerrada por C tal y como comentamos anteriormente

$$\mathcal{E} = \oint_C \tilde{\mathbf{E}}_{nc} \cdot d\tilde{\mathbf{l}} = - \frac{d}{dt} \int_S \tilde{\mathbf{B}} \cdot \hat{n} dA = - \frac{d\phi_m}{dt} \text{ [V]} . \quad (5)$$

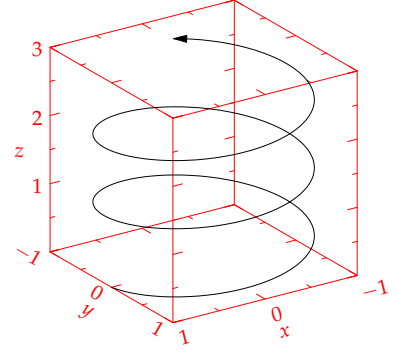


Figura 1: Superficie, campo y flujo magnético.

² Podemos observar además que, si bien hay dos direcciones normales posibles, su elección es arbitraria y el signo del flujo no depende de dicha elección.

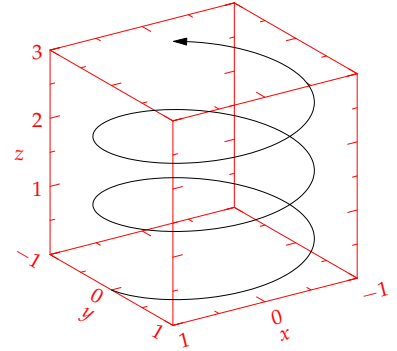


Figura 2: Flujo magnético a través de una superficie S encerrada por una bobina con N espiras o vueltas.

Ley de Lenz

Cuando se produce una variación del flujo magnético que atraviesa una superficie, el campo magnético debido a la corriente inducida genera un flujo magnético sobre la misma superficie que se opone a dicha variación. Dicho de otro modo, la Ley de Lenz es la responsable del signo negativo en la Ley de Faraday puesto que la FEM y la corriente inducidas poseen una dirección y sentido tal que tienden a oponerse a la variación que las produce.

FEM de Movimiento

La FEM inducida en un conductor que se mueve a través de un campo magnético se denomina FEM de movimiento. El ejemplo más claro es el de una varilla conductora que se desliza a lo largo de dos conductores unidos a una resistencia, todo ello en el seno de un campo magnético uniforme tal y como se muestra en la Figura 4.

En este caso, el área de la superficie S encerrada por el circuito se incrementa cuando la varilla se desplaza a la derecha por lo que el flujo magnético a través de la misma también crece y por ello se induce una FEM en el circuito. Si denominamos l a la distancia entre los raíles y x a la distancia entre el extremo izquierdo de los raíles y la varilla, el área es lx y por lo tanto el flujo es

$$\phi_m = BA = Blx \text{ [Wb]}. \quad (6)$$

Si derivamos respecto al tiempo para obtener la variación del flujo respecto al mismo (teniendo en cuenta que x varía con el tiempo ³)

$$\frac{d\phi_m}{dt} = Bl \frac{dx}{dt} = Blv \text{ [V]}, \quad (7)$$

podemos deducir que la FEM inducida en el circuito es

$$\mathcal{E} = -\frac{d\phi_m}{dt} = -Blv \text{ [V]} \quad (8)$$

Generadores y Motores

Un generador de corriente alterna se puede construir mediante una bobina giratoria en el seno de un campo magnético uniforme. Los extremos de la bobina se conectan a un anillo deslizando que gira con la bobina. Cuando la bobina gira por acción mecánica, el flujo magnético a través de ella varía y por lo tanto se induce una FEM en ella. El ángulo formado entre el campo magnético \vec{B} y la normal de la superficie de la bobina \hat{n} viene dado por

$$\theta = \omega t \text{ [deg]}, \quad (9)$$

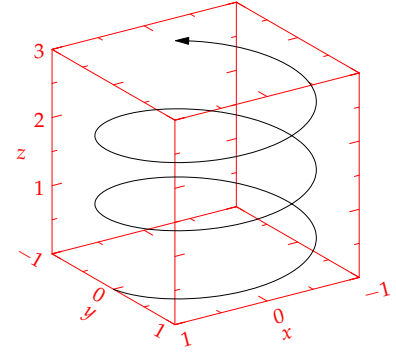


Figura 3: Ejemplo de la Ley de Lenz.

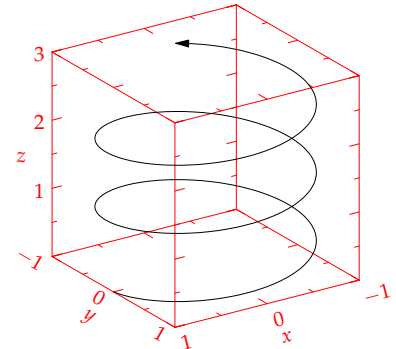


Figura 4: Varilla conductora deslizando sobre raíles conductores (conectados a una resistencia) en el seno de un campo magnético.

³ La variación de la longitud x con el tiempo es simplemente la velocidad a la que se desplaza la varilla $v = \frac{dx}{dt}$

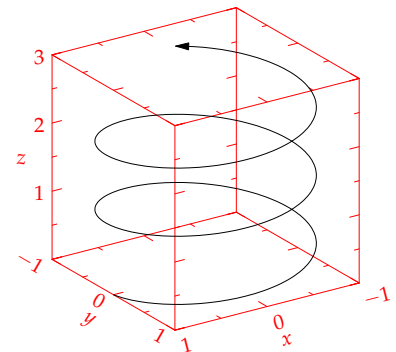


Figura 5: Generador de corriente alterna en el que una bobina girando con velocidad angular constante en el seno de un campo magnético genera una FEM inducida sinusoidal.

por lo tanto, el flujo magnético que atraviesa la bobina depende del tiempo y de la velocidad angular de rotación de la misma como sigue

$$\phi_m = NBA \cos \omega t = NBA \cos 2\pi f [Wb] . \quad (10)$$

Podemos deducir entonces que la FEM producida por la bobina es

$$\mathcal{E} = -\frac{d\phi_m}{dt} = \omega NBA \sin \omega t = \mathcal{E}_{max} \sin \omega t [V] , \quad (11)$$

donde

$$\mathcal{E}_{max} = \omega NBA [V] . \quad (12)$$

Inductancia

El flujo magnético generado a través de una bobina por una corriente que circula por la misma es proporcional a la intensidad de corriente según una constante L [H]⁴

$$\phi_m = LI [Wb] , \quad (13)$$

esta constante se denomina autoinducción y depende de la geometría de la bobina. Para el caso de un solenoide enrollado determinamos anteriormente que el flujo máximo venía dado por NBA , por lo que desarrollando esta igualdad

$$\phi_m = NBA = N(\mu_0 n I) A = \mu_0 n^2 I A l [H] , \quad (14)$$

ya que el campo magnético es conocido $B = \mu_0 n I$ y el número de vueltas de la bobina también $N = nl$. La constante de proporcionalidad respecto a la intensidad de corriente es la autoinducción y únicamente depende de factores geométricos

$$L = \phi_m / I = \mu_0 n^2 A l [H] . \quad (15)$$

Energía Magnética

De la misma forma que un condensador almacena energía eléctrica, un inductor almacena energía magnética. La energía almacenada en un inductor que transporta una corriente I es

$$U_m = \frac{1}{2} L I^2 [J] . \quad (16)$$

Esa energía magnética puede ser expresada como

$$U_m = \frac{1}{2} L I^2 = \frac{1}{2} \mu_0 n^2 A l \left(\frac{B}{\mu_0 n} \right)^2 = \frac{B^2}{2 \mu_0} A l [J] , \quad (17)$$

⁴ La unidad del sistema internacional para la inductancia L es el Henry [H].

y a partir de la misma podemos derivar la densidad de energía magnética u_m como la energía por unidad de volumen Al

$$u_m = \frac{B^2}{2\mu_0} [J \cdot m^{-3}] . \quad (18)$$

Circuitos RL

Un circuito RL (ver Figura 6) es todo aquel que contiene una resistencia y un inductor. La aplicación de la regla de las mallas de Kirchoff arroja la siguiente expresión para el circuito

$$\mathcal{E}_0 - IR - L \frac{dI}{dt} = 0 \quad (19)$$

En el instante inicial, la corriente es nula por lo que IR es cero y la FEM de la batería es igual a la caída de potencial en el inductor. Cuando la corriente comienza a crecer, IR crece y la variación de la corriente con el tiempo disminuye ⁵ hasta que en un tiempo breve, la corriente alcanza un valor positivo I . Su variación con el tiempo podemos resolverla separando variables e integrando

$$\frac{dI}{dt} = \mathcal{E} - \frac{IR}{L} \rightarrow \frac{dI}{\mathcal{E} - IR} = \frac{dt}{L} \quad (20)$$

$$I(t) = \frac{\mathcal{E}}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t}) = I_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) [A] , \quad (21)$$

donde I_0 es el valor máximo o final de la corriente \mathcal{E}/R [A] cuando $t \rightarrow \infty$ y τ es la constante de tiempo o tiempo característico del circuito L/R [s].

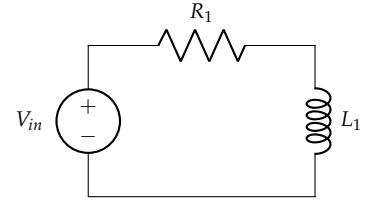


Figura 6: Circuito RL básico.

⁵ Cuando la inductancia L no es despreciable, I no puede saltar súbitamente de cero a un valor finito sino que dI/dt es finita y por lo tanto la corriente es continua en el tiempo.

Cuanto mayor es la autoinducción L o menor es la resistencia R del circuito, más tiempo es necesario para establecer una fracción determinada de la corriente final I_0 .

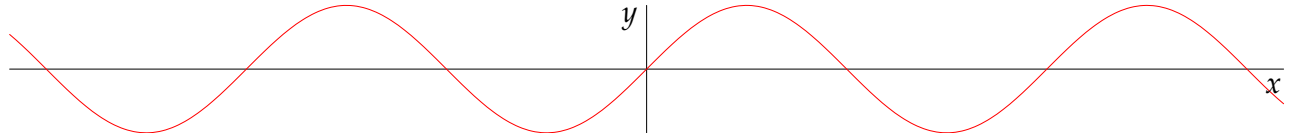


Figura 7: Variación de la intensidad de corriente en función del tiempo en un circuito RL.

Ondas Electromagnéticas

Corriente de Desplazamiento

La Ley de Ampère relaciona la componente tangencial del campo magnético (integral lineal) alrededor de una curva cerrada C con la corriente I_S que atraviesa cualquier área S limitada por dicha curva

$$\oint_C \tilde{\mathbf{B}} \cdot d\tilde{\mathbf{l}} = \mu_0 I_S . \quad (22)$$

Sin embargo, esta afirmación no es siempre cierta: no es válida cuando la corriente no es continua, como por ejemplo sucede al interrumpirse en la placa de un condensador (ver Figura 8).

No obstante, Maxwell demostró que esta Ley sí puede generalizarse a todas las situaciones si sustituimos la corriente I_S de la ecuación por la suma de dicha corriente I_S y otro término I_D conocido como corriente de desplazamiento de Maxwell y definido como

$$I_D = \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt} , \quad (23)$$

siendo ϕ_e el flujo del campo eléctrico a través de la superficie limitada por la curva C ⁶. Así pues, la forma modificada de la Ley de Ampère, conocida como Ley de Ampère-Maxwell es

$$\oint_C \tilde{\mathbf{B}} \cdot d\tilde{\mathbf{l}} = \mu_0 (I_S + I_D) = \mu_0 I_S + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt} . \quad (24)$$

Ecuaciones de Maxwell

Maxwell dedujo que las leyes fundamentales de la electricidad y el magnetismo podían resumirse de forma matemática en lo que se conocen como las Leyes de Maxwell. Estas ecuaciones relacionan los campos eléctricos y magnéticos con sus fuentes: cargas en reposo, corrientes y campos variables.

La primera de estas ecuaciones la Ley de Gauss para el campo eléctrico, la cual afirma que el flujo a través de una superficie cerrada es proporcional a la carga encerrada por la misma.

$$\oint_S \tilde{\mathbf{E}} \cdot d\tilde{\mathbf{S}} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0} [V \cdot m]. \quad (25)$$

La segunda ecuación es la Ley de Gauss del magnetismo, la cual implica la no existencia de monopolos magnéticos ya que en una superficie cerrada el número de líneas de campo que entran es igual a las que salen (el flujo es cero).

$$\oint_S \tilde{\mathbf{B}} \cdot d\tilde{\mathbf{S}} = 0 [Wb] . \quad (26)$$

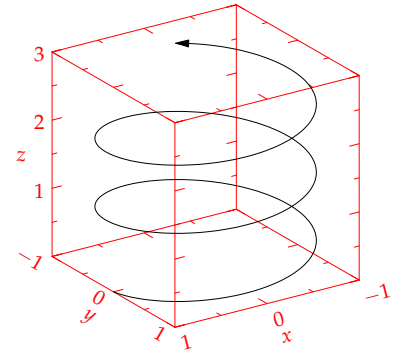


Figura 8: Dos superficies S_1 y S_2 limitadas por la misma curva C . La corriente atraviesa la superficie S_1 pero no S_2 . La ley de Ampère no es válida.

⁶ $\phi_e = \oint_S \tilde{\mathbf{E}} \cdot d\tilde{\mathbf{S}}$

La tercera ecuación es la Ley de Faraday, relacionando el flujo del campo magnético (a través de una superficie no cerrada) con el campo eléctrico.

$$\oint_C \tilde{\mathbf{E}} \cdot d\tilde{\mathbf{l}} = -\frac{d\phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \tilde{\mathbf{B}} \cdot d\tilde{\mathbf{S}} [V]. \quad (27)$$

La cuarta ecuación es la Ley de Ampère-Maxwell que expresa que la circulación de campo eléctrico es proporcional a la corriente y a la variación de flujo eléctrico.

$$\oint_C \tilde{\mathbf{B}} \cdot d\tilde{\mathbf{l}} = \mu_0 I_s + \mu_0 I_d = \mu_0 I_s + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \oint_S \tilde{\mathbf{E}} \cdot d\tilde{\mathbf{S}}. \quad (28)$$

Ecuación de Ondas Unidimensionales

Las ondas obedecen a una ecuación de derivadas parciales denominada ecuación de onda

$$v^2 \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2}, \quad (29)$$

donde $y(x, t)$ es la función de onda y v es la velocidad de la misma.
7. Esta ecuación tiene una solución general en

$$y(x, t) = y_1(x - vt) + y_2(x + vt), \quad (30)$$

donde y_1 e y_2 son funciones de $x - vt$ y $x + vt$ respectivamente y pueden expresarse como una superposición de funciones de onda armónicas

$$y_1(x, t) = y_0 \sin(k(x - \omega t) + \phi) \quad (31)$$

$$y_2(x, t) = y_0 \sin(k(x + \omega t) + \phi) \quad (32)$$

donde y_0 es la amplitud, $k = 2\pi/\lambda$ es el número de ondas, $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia angular o velocidad de la onda y ϕ es la fase. Adicionalmente, $T = 2\pi/\omega$ [s] es el período y se cumple la igualdad $\lambda v = c$ [$m \cdot s^{-1}$]. Además, $v = \lambda f$.

⁷ En el caso de las ondas electromagnéticas que nos ocupan, la velocidad de onda es $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$

Ondas Electromagnéticas

Las ondas electromagnéticas planas son una solución de las ecuaciones de Maxwell en forma de ondas transversales con los campos $\tilde{\mathbf{E}}$ y $\tilde{\mathbf{B}}$ perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación. Tanto $\tilde{\mathbf{E}}$ como $\tilde{\mathbf{B}}$ obedecen a ecuaciones de onda semejantes a las expuestas anteriormente. Si suponemos que $\tilde{\mathbf{E}}$ y $\tilde{\mathbf{B}}$ son funciones del tiempo y de una sola coordenada espacial que tomaremos como x , nos encontramos ante una onda plana que se propaga paralelamente al eje x

siendo las componentes x de los campos nulas, de modo que $\tilde{\mathbf{E}}$ y $\tilde{\mathbf{B}}$ son perpendiculares al eje x y obedecen a las siguientes ecuaciones de onda

$$c^2 \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} \quad (33)$$

$$c^2 \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{B}}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t^2} \quad (34)$$

Energía, Intensidad y Potencia Como todo tipo de onda, las ondas electromagnéticas transportan energía y momento. La energía viene descrita por la intensidad, es decir, la potencia media por unidad de área incidente sobre una superficie perpendicular a la dirección de propagación.

Si consideramos una onda propagándose en una región del espacio de forma cilíndrica con longitud L y sección A , la energía electromagnética media U_m dentro de esta región es igual a $u_m LA$ donde u_m es la densidad de energía media y LA es el volumen de la región cilíndrica. En el tiempo Δt que emplea la onda en recorrer la longitud L , toda la energía pasa a través de una de las bases de la región cilíndrica. Dado que el tiempo Δt es L/c , la potencia P_m (energía por unidad de tiempo) que pasa por dicha base es

$$P_m = \frac{U_m}{\Delta t} = \frac{u_m LA}{L/c} = u_m Ac, \quad (35)$$

y por lo tanto, la intensidad (potencia media por unidad de área)

$$I = \frac{P_m}{A} = u_m c. \quad (36)$$

La densidad de energía de la onda u es la suma de las densidades de energía eléctrica y magnética ⁸

$$u_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad (37)$$

$$u_{mag} = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \quad (38)$$

En una onda electromagnética en el vacío, $E = cB$ por lo que podemos expresar la densidad de energía magnética en función del campo eléctrico y viceversa

$$u_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{(E/c)^2}{2\mu_0} = \frac{E^2}{2\mu_0 c^2} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad (39)$$

para finalmente determinar la densidad de energía total de la onda

$$u = u_e + u_{mag} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} = \epsilon_0 E^2 \quad (40)$$

⁸ Cabe destacar que estas expresiones obedecen a una onda que se propaga en el vacío, de tratarse de otro medio las constantes ϵ_0 y μ_0 cambiarían.

Vector de Poynting El vector de Poynting $\tilde{\mathbf{S}}$ apunta en la dirección de propagación de la onda electromagnética. El módulo medio del vector es la intensidad de la onda y su dirección es la dirección de propagación de la misma.

$$\tilde{\mathbf{S}} = \frac{\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{B}}}{\mu_0} \quad (41)$$

La intensidad (potencia por área) es el promedio temporal del módulo del vector de Poynting

$$I_{media} = \frac{1}{2} \frac{E_0 B_0}{\mu_0} = \frac{1}{2} S_0 \quad (42)$$

Dirección de Propagación Las ondas electromagnéticas son ondas transversales y los campos eléctrico y magnético están en fase y sus módulos relacionados, en cada punto del espacio, por la expresión $E = cB$ ⁹ donde c es la velocidad de la onda. La dirección de propagación de una onda electromagnética es la dirección del producto vectorial $\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{B}}$. El vector de Poynting por lo tanto, apunta en la dirección de propagación de la onda electromagnética.

Momento y Presión El módulo del momento transportado por una onda electromagnética es

$$p = \frac{U_m}{c}, \quad (43)$$

como la potencia (P_m) de una onda es la energía por unidad de tiempo y la intensidad (I) es dicha potencia por unidad de área, la intensidad dividida por c es el momento transportado por la onda por unidad de tiempo y área. El momento por unidad de tiempo es una fuerza, por lo tanto la intensidad de la onda dividida por c es una fuerza por unidad de área que recibe el nombre de presión de radiación P_r

$$P_r = \frac{I}{c} = \frac{1}{2} \frac{E_0 B_0}{\mu_0 c}. \quad (44)$$

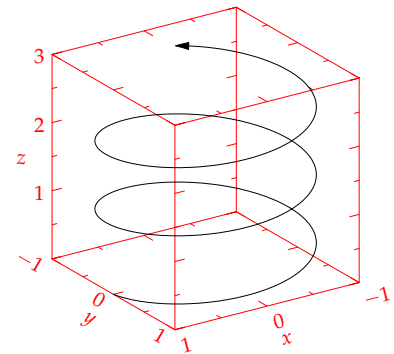


Figura 9: Los vectores de campo eléctrico y campo magnético en una onda electromagnética. Los campos están en fase, perpendiculares entre sí y perpendiculares a la dirección de propagación de la onda.

⁹ En el vacío.

Considerando una onda electromagnética que incide sobre una superficie, si la superficie absorbe una energía U de la onda electromagnética, también absorbe el momento p y la presión ejercida sobre la misma es igual a la presión de radiación. Si la onda se refleja, el momento transferido es $2p$ ya que la onda transporta el momento en sentido opuesto.

Óptica

Propagación de la Luz

La propagación de la luz es gobernada por la ecuación de onda, aunque mucho antes de que Maxwell desarrollara su teoría de las ondas electromagnéticas, la propagación de la luz fue descrita empíricamente por dos principios atribuidos a Christian Hyugens y a Pierre de Fermat.

Principio de Hyugens Cada punto de un frente de onda primario sirve como foco de ondas esféricas secundarias que avanzan con una velocidad y frecuencia igual a las de la onda primaria. El frente de onda primario al cabo de un cierto tiempo es envolvente de estas ondas elementales.

Principio de Fermat La trayectoria seguida por la luz para pasar de un punto a otro es aquella para la cual el tiempo de recorrido es un mínimo. O lo que es lo mismo, la luz tiende a recorrer el camino óptico por el que tarda el mínimo tiempo.

Reflexión y Refracción

La velocidad de la luz en un medio transparente como el aire, el agua o el vidrio es menor que la velocidad $c = 3 \cdot 10^8 [m \cdot s^{-1}]$ en el vacío. Dichos medios se caracterizan por su índice de refracción n ¹⁰ que se define por el cociente entre la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en dicho medio

$$n = \frac{c}{v} \quad (45)$$

Cuando un haz de luz incide sobre una superficie de separación entre dos medios, parte de la luz se refleja y parte entra en el segundo medio. Si la luz incidente no es perpendicular entonces la luz que entra en el segundo medio no es paralela a la incidente. En este caso, se produce un cambio de dirección denominado refracción. El ángulo entre el rayo incidente y la normal se denomina ángulo de incidencia θ_1 , el rayo reflejado forma un ángulo θ'_1 con la normal que es igual al de incidencia $\theta_1 = \theta'_1$ (ver Figura 10). Este fenómeno se conoce como Ley de la Reflexión.

Por otro lado, cuando una onda cruza un límite en el cual su velocidad cambia se produce un efecto conocido como refracción. Si la velocidad se reduce, el ángulo de refracción es menor que el ángulo de incidencia (se aproxima a la normal); si por el contrario, la velocidad aumenta, el ángulo de refracción es mayor (y se aleja de la

¹⁰ Existen medios homogéneos e isotrópicos (en los que n se mantiene constante en todo el medio), medios anisótropos (en los que n depende de la dirección) y medios heterogéneos (en los que n varía de un punto a otro).

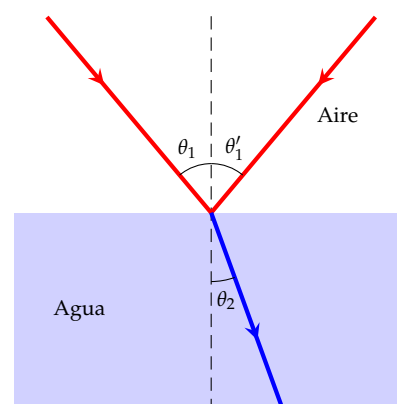


Figura 10: El ángulo de reflexión es igual al ángulo de incidencia θ_1 , el ángulo de refracción θ_2 es menor que el ángulo de incidencia si la velocidad de la luz en el segundo medio es menor que en el primero.

normal). Así pues, el ángulo de refracción θ_2 depende del ángulo de incidencia y de la velocidad relativa. Este hecho se expresa en la Ley de Snell de la Refracción.

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \rightarrow \frac{1}{v_1} \sin \theta_1 = \frac{1}{v_2} \sin \theta_2 \quad (46)$$

Reflexión Interna Total A medida que cambia el ángulo de incidencia (dependiendo de si la velocidad del segundo medio es mayor o menor), el ángulo de refracción aumenta hasta que se alcanza un ángulo de incidencia crítico θ_c para el cual el ángulo de refracción es de 90 [deg]. A partir de dicho ángulo, no existe rayo refractado por lo que toda la energía se refleja. A este fenómeno se le conoce como reflexión interna total. El ángulo θ_c puede hallarse simplemente haciendo $\theta_2 = 90$ [deg].

Dispersión

El índice de refracción de un medio depende ligeramente con la frecuencia del rayo de luz, es decir, con su longitud de onda. Para la mayoría de los materiales, n disminuye ligeramente cuando crece la longitud de onda¹¹. Esta dependencia se denomina dispersión y es la responsable de la separación de la luz blanca en sus diferentes longitudes de onda o componentes cuando atraviesa un prisma de cristal y se refracta (dispersión cromática).

Interferencia

La interferencia es un fenómeno que consiste en la combinación por superposición de dos o más ondas (o rayos de luz) que se encuentran en un punto del espacio. Cuando dos ondas armónicas de la misma frecuencia y longitud de onda (pero de diferente fase) se combinan, la onda resultante es otra onda armónica cuya amplitud depende de dicha diferencia de fase.

Si la diferencia de fase es cero o múltiplo de 360 [deg], las ondas están en fase y la amplitud es la suma de las amplitudes individuales de forma que la intensidad es máxima¹².

Si la diferencia de fase es igual a 180 [deg] o un múltiplo impar del mismo, las ondas están desfasadas y la interferencia es destructiva y la amplitud resultante es la diferencia entre las amplitudes individuales de forma que la intensidad es mínima¹³.

TODO

¹¹ Por ejemplo, para la longitud violeta n es superior que para la longitud de onda roja. La luz violeta se refracta más que la roja.

El cielo es azul porque las moléculas de aire dispersan las longitudes de onda cortas (azules y violetas).

¹² Si las amplitudes son iguales, la intensidad máxima es cuatro veces la de cada uno de los focos.

¹³ Si las amplitudes son iguales, la intensidad mínima es cero.

Difracción

La difracción es un fenómeno que se produce cuando las ondas alcanzan un obstáculo o abertura de dimensiones comparables a su longitud de onda. En ese caso, se produce una desviación alrededor de los bordes y esquinas cuando el frente de ondas se ve cortado por dicho obstáculo.

TODO

Sidenotes

One of the most prominent and distinctive features of this style is the extensive use of sidenotes. There is a wide margin to provide ample room for sidenotes and small figures. Any `\footnotes` will automatically be converted to sidenotes.¹⁴ If you'd like to place ancillary information in the margin without the sidenote mark (the superscript number), you can use the `\marginnote` command.

The specification of the `\sidenote` command is:

```
\sidenote[⟨number⟩][⟨offset⟩]{Sidenote text.}
```

Both the `⟨number⟩` and `⟨offset⟩` arguments are optional. If you provide a `⟨number⟩` argument, then that number will be used as the sidenote number. It will change of the number of the current sidenote only and will not affect the numbering sequence of subsequent sidenotes.

Sometimes a sidenote may run over the top of other text or graphics in the margin space. If this happens, you can adjust the vertical position of the sidenote by providing a dimension in the `⟨offset⟩` argument. Some examples of valid dimensions are:

```
1.0in    2.54cm    254mm    6\baselineskip
```

If the dimension is positive it will push the sidenote down the page; if the dimension is negative, it will move the sidenote up the page.

While both the `⟨number⟩` and `⟨offset⟩` arguments are optional, they must be provided in order. To adjust the vertical position of the sidenote while leaving the sidenote number alone, use the following syntax:

```
\sidenote[][⟨offset⟩]{Sidenote text.}
```

The empty brackets tell the `\sidenote` command to use the default sidenote number.

If you *only* want to change the sidenote number, however, you may completely omit the `⟨offset⟩` argument:

```
\sidenote[⟨number⟩]{Sidenote text.}
```

The `\marginnote` command has a similar *offset* argument:

```
\marginnote[⟨offset⟩]{Margin note text.}
```

References

References are placed alongside their citations as sidenotes, as well. This can be accomplished using the normal `\cite` command.¹⁵

The complete list of references may also be printed automatically by using the `\bibliography` command. (See the end of this document

¹⁴ This is a sidenote that was entered using the `\footnote` command.

This is a margin note. Notice that there isn't a number preceding the note, and there is no number in the main text where this note was written.

¹⁵ The first paragraph of this document includes a citation.

for an example.) If you do not want to print a bibliography at the end of your document, use the `\nobibliography` command in its place.

To enter multiple citations at one location,¹⁶ you can provide a list of keys separated by commas and the same optional vertical offset argument: `\cite[Tufte2006,Tufte1990]`.

`\cite[⟨offset⟩]{bibkey1,bibkey2,...}`

Figures and Tables

Images and graphics play an integral role in Tufte's work. In addition to the standard figure and tabular environments, this style provides special figure and table environments for full-width floats.

Full page-width figures and tables may be placed in `figure*` or `table*` environments. To place figures or tables in the margin, use the `marginfigure` or `marginfigure` environments as follows (see figure 11):

```
\begin{marginfigure}
  \includegraphics{helix}
  \caption{This is a margin figure.}
\end{marginfigure}
```

The `marginfigure` and `marginfigure` environments accept an optional parameter `⟨offset⟩` that adjusts the vertical position of the figure or table. See the "Sidenotes" section above for examples. The specifications are:

```
\begin{marginfigure}[⟨offset⟩]
  ...
\end{marginfigure}

\begin{marginfigure}[⟨offset⟩]
  ...
\end{marginfigure}
```

Figure 12 is an example of the `figure*` environment and figure 13 is an example of the normal `figure` environment.

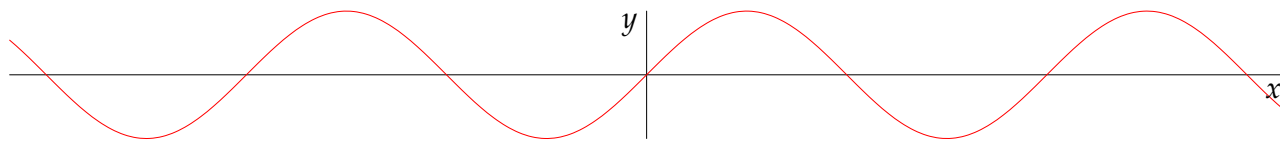


Figura 11: This is a margin figure. The helix is defined by $x = \cos(2\pi z)$, $y = \sin(2\pi z)$, and $z = [0, 2, 7]$. The figure was drawn using Asymptote (<http://asymptote.sf.net/>).

Table 1 shows table created with the `booktabs` package. Notice the lack of vertical rules—they serve only to clutter the table's data.

Figura 12: This graph shows $y = \sin x$ from about $x = [-10, 10]$. Notice that this figure takes up the full page width.

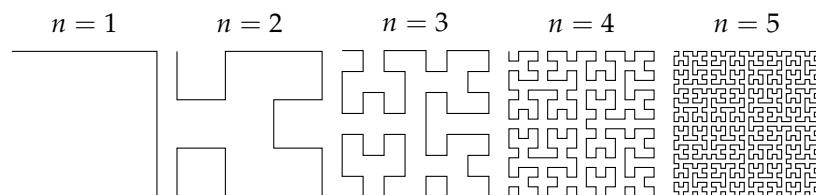


Figura 13: Hilbert curves of various degrees n . Notice that this figure only takes up the main textblock width.

Margin	Length
Paper width	8 1/2 inches
Paper height	11 inches
Textblock width	6 1/2 inches
Textblock/sidenote gutter	3/8 inches
Sidenote width	2 inches

Cuadro 1: Here are the dimensions of the various margins used in the Tufte-handout class.

Full-width text blocks

In addition to the new float types, there is a fullwidth environment that stretches across the main text block and the sidenotes area.

```
\begin{fullwidth}
Lorem ipsum dolor sit amet...
\end{fullwidth}
```

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Typography

Typefaces

If the Palatino, Helvetica, and Bera Mono typefaces are installed, this style will use them automatically. Otherwise, we'll fall back on the Computer Modern typefaces.

Letterspacing

This document class includes two new commands and some improvements on existing commands for letterspacing.

When setting strings of ALL CAPS or SMALL CAPS, the letter-spacing—that is, the spacing between the letters—should be increased slightly.¹⁷ The `\allcaps` command has proper letterspacing for

¹⁷

strings of FULL CAPITAL LETTERS, and the `\smallcaps` command has letterspacing for SMALL CAPITAL LETTERS. These commands will also automatically convert the case of the text to upper- or lowercase, respectively.

The `\textsc` command has also been redefined to include letterspacing. The case of the `\textsc` argument is left as is, however. This allows one to use both uppercase and lowercase letters: THE INITIAL LETTERS OF THE WORDS IN THIS SENTENCE ARE CAPITALIZED.

Installation

To install the Tufte- \LaTeX classes, simply drop the following files into the same directory as your `.tex` file:

```
tufte-common.def
tufte-handout.cls
tufte-book.cls
```

More Documentation

For more documentation on the Tufte- \LaTeX document classes (including commands not mentioned in this handout), please see the sample book.

Support

The website for the Tufte- \LaTeX packages is located at <http://code.google.com/p/tufte-latex/>. On our website, you'll find links to our SVN repository, mailing lists, bug tracker, and documentation.