Bloque D: Campos

Resumen conceptual y gráfico

Física IB - Nivel Superior

Pablo Lanz - IES Benjamín de Tudela

Octubre de 2026

Una misma idea recorre el bloque: las fuentes crean campos, los campos producen fuerzas y las fuerzas permiten explicar el movimiento y los intercambios de energía. Las gráficas hacen visibles esas relaciones.

Índice

Tres campos: fuentes, fuerzas y superposición 2

Campo, potencial y energía 3

D.1 - Gravitación y modelos de campo 4

D.1 - Órbitas y leyes de Kepler 5

D.1 - Energía orbital y escape 6

D.2 - Carga, electrización y ley de Coulomb 7

D.2 - Campo eléctrico y mapas de potencial 8

D.2 - Conductores: interior, superficie y exterior 9

D.3 - Movimiento en un campo eléctrico 10

D.2 - Fuentes y patrones magnéticos 11

D.3 - Movimiento en un campo magnético 12

D.3 - Campos cruzados e identificación de partículas 13

D.3 - Fuerzas sobre conductores y corrientes 14

D.4 - Flujo magnético y ley de Faraday 15

D.4 - Lenz: sentido de la respuesta inducida 16

D.4 - Generador: rotación, flujo y fem 17

D.4 - Conductor móvil, energía y autoinducción 18

Conexión: circulación, flujo y límites de las analogías 19

Cómo leer las relaciones

Cada ecuación se acompaña de su significado y de las condiciones del modelo. **Campo, fuerza, potencial y energía son magnitudes diferentes**. Antes de calcular, identifica la fuente, el cuerpo de prueba y qué representa cada eje.

Programa de Física IB con primera evaluación en 2025. D.4 y los potenciales se desarrollan al nivel NS. La conexión final con Gauss y circulación recoge también lo trabajado en clase.

Tres campos: fuentes, fuerzas y superposición

El campo describe el espacio; la fuerza describe su efecto sobre un cuerpo.

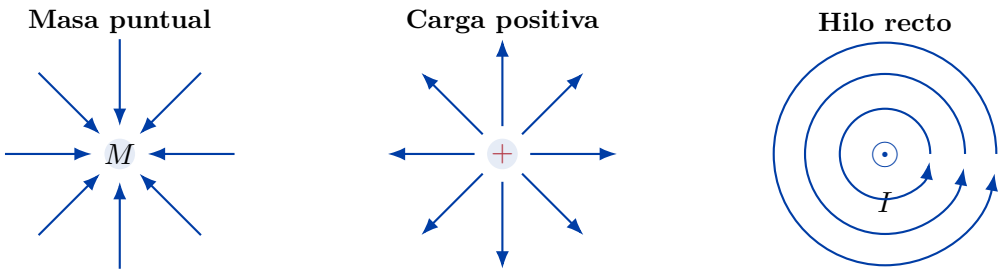
Fuente y cuerpo de prueba

Una fuente produce un campo aunque no se coloque un cuerpo de prueba. Si la prueba es suficientemente pequeña, su presencia no altera apreciablemente las fuentes.

$$\boldsymbol{F}_g = m\boldsymbol{g}, \qquad \boldsymbol{F}_e = q\boldsymbol{E}, \qquad \boldsymbol{F}_m = q\,\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}.$$

Cambiar la masa o carga de prueba modifica la fuerza, no el campo ya creado. La fuerza magnética depende además de la velocidad.

	Gravitatorio	**Eléctrico**	**Magnético**
Fuentes	Masa	Carga	Corrientes e imanes
Unidad de campo	$\mathrm{N\,kg^{-1}}$	$\mathrm{N\,C^{-1}}$	T
Fuerza sobre partícula	Siempre atractiva entre masas	Según el signo de q	Depende de q, $\boldsymbol{v}$ y orientación
Efecto energético	Puede cambiar E_c	Puede cambiar E_c	Sobre carga puntual: no cambia E_c



Las flechas son tangentes al campo. Las formas dependen de la geometría de la fuente; no todos los campos gravitatorios o eléctricos son radiales.

Superposición: sumar en cada punto

$$\boldsymbol{g}_{\text{total}} = \sum_i \boldsymbol{g}_i, \qquad \boldsymbol{E}_{\text{total}} = \sum_i \boldsymbol{E}_i, \qquad \boldsymbol{B}_{\text{total}} = \sum_i \boldsymbol{B}_i.$$

Se suman **vectores**, respetando direcciones y signos. Los potenciales gravitatorio y eléctrico se suman como **escalares**. Por eso un campo resultante nulo puede coexistir con un potencial distinto de cero.

Cómo interpretar las líneas

La tangente indica dirección; una mayor densidad representa mayor intensidad en una representación coherente. Las líneas de un mismo campo no se cruzan. No son trayectorias obligatorias: la velocidad inicial también importa.

Simulación: Tres campos: analogías y diferencias

Campo, potencial y energía

La pendiente conecta una magnitud escalar con un campo vectorial.

Potencial: energía potencial por unidad de cuerpo de prueba

$$E_{p,g} = mV_g, \qquad E_{p,e} = qV, \qquad [V_g] = \mathrm{J\,kg^{-1}}, \quad [V] = \mathrm{J\,C^{-1}} = \mathrm{V}.$$

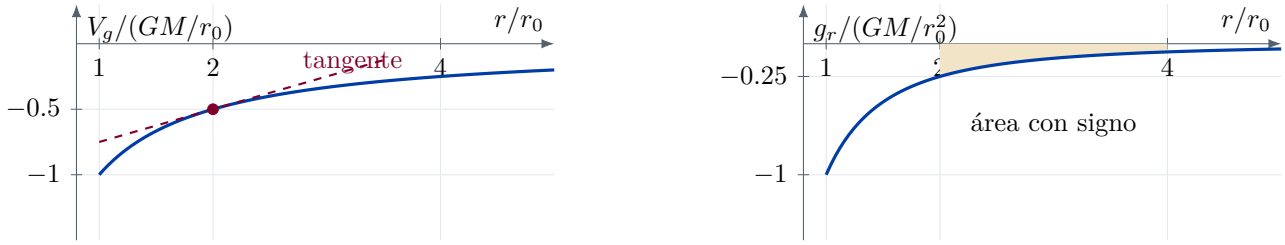
Para fuentes puntuales aisladas, con cero en el infinito:

$$V_g = -\frac{GM}{r}, \qquad V = \frac{kQ}{r}.$$

Un potencial no es una fuerza. La energía potencial también depende de la masa o carga de prueba y, en electricidad, de su signo.

La misma información en dos gráficas

En una dirección x, $g_x = -\,\mathrm{d}V_g/\,\mathrm{d}x$ y $E_x = -\,\mathrm{d}V/\,\mathrm{d}x$. El campo apunta hacia potenciales menores. Para un campo radial gravitatorio, $g_r < 0$: la pendiente de V_g es positiva.



En el gráfico izquierdo la pendiente local da $-g_r$. En el derecho, el área bajo la curva, tomada con signo entre A y B, es $-\Delta V_g$. Para electricidad se aplica la misma relación entre E_x y V.

Trabajo: identificar quién lo realiza

$$W_{\text{campo}} = -\Delta E_p, \qquad \Delta E_c = W_{\text{neto}}.$$

En un traslado muy lento, sin cambio apreciable de E_c ni disipación, $W_{\text{ext}} = +\Delta E_p$. Si solo actúa el campo conservativo, $E_c + E_p$ permanece constante.

Equipotenciales

Sobre una misma equipotencial, $\Delta V = 0$ y el trabajo del campo es cero. El campo es perpendicular a la superficie allí donde es no nulo. Equipotenciales más próximas para el mismo salto de potencial indican mayor campo. Para una fuente puntual son esferas concéntricas; en un campo uniforme son planos perpendiculares al campo.

Las diferencias de potencial tienen significado físico sin fijar un cero absoluto. La referencia en el infinito es adecuada para fuentes localizadas; en el modelo uniforme ideal se trabaja con ΔV.

Simulación: Del campo al potencial

Simulación: Juegos con campos y potenciales

D.1 - Gravitación y modelos de campo

La distancia relevante se mide desde el centro de la fuente.

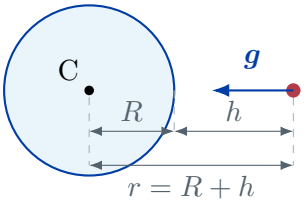
Newton y campo gravitatorio

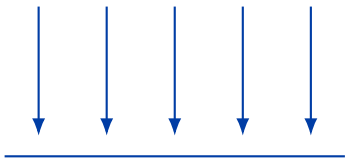
$$F = \frac{GMm}{r^2}, \qquad \boldsymbol{g} = -\frac{GM}{r^2}\,\hat{\boldsymbol{r}}.$$

La fuerza entre masas es atractiva. Ambas sufren fuerzas de igual magnitud y sentido opuesto; sus aceleraciones no tienen por qué ser iguales. G es universal; g depende del lugar y de la fuente.

Cuándo sirve una masa puntual

Fuera de una distribución esféricamente simétrica, el campo es el de su masa total concentrada en el centro. Para una altura h sobre una esfera de radio R, se usa $r = R + h$. Esa sustitución no permite aplicar GM/r^2 al interior con toda la masa M.





cerca de una superficie:
$h \ll R$

Aproximación uniforme local

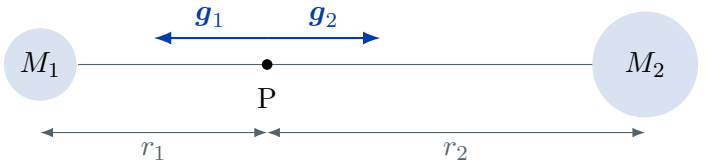
Para variaciones pequeñas de altura respecto a R, $g \approx GM/R^2$. Cerca de la superficie,

$$\Delta E_p \approx mg\,\Delta h, \qquad \Delta V_g \approx g\,\Delta h.$$

Es una aproximación local de $-GMm/r$, no otra interacción diferente.

Superposición sobre la recta entre dos masas

Entre dos cuerpos los campos apuntan en sentidos opuestos. En un punto de cancelación se igualan *magnitudes* usando la distancia a cada centro. El punto queda más cerca de la masa menor; allí el potencial gravitatorio continúa siendo negativo.



$$\frac{M_1}{r_1^2} = \frac{M_2}{r_2^2}$$

Simulación: Del campo al potencial

Simulación: Ley de Gauss: modelos de campo

D.1 - Órbitas y leyes de Kepler

La gravedad proporciona la fuerza centrípeta; no se añade una fuerza nueva.

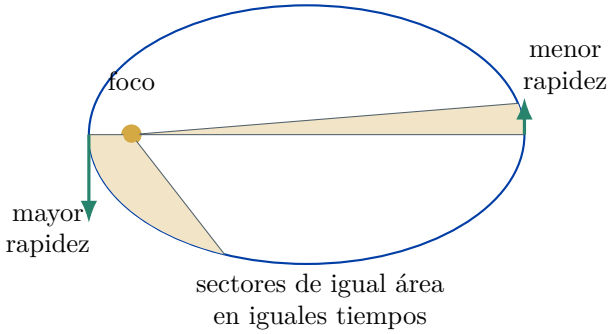
Órbita circular alrededor de una masa dominante

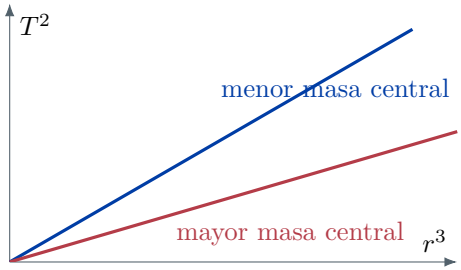
$$\frac{GMm}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad \Longrightarrow \quad v = \sqrt{\frac{GM}{r}}, \qquad T = \frac{2\pi r}{v}, \qquad T^2 = \frac{4\pi^2}{GM} r^3.$$

La masa del satélite se cancela. Un radio mayor implica menor rapidez circular y mayor período. Estas expresiones suponen masa central dominante y movimiento newtoniano.

Tres leyes, tres ideas diferentes

1. **Órbitas elípticas:** el cuerpo central está en un foco, no en el centro geométrico de la elipse.
2. **Áreas iguales en tiempos iguales:** cerca del cuerpo central la rapidez es mayor. Igual área no significa igual longitud de arco.
3. **Relación entre período y tamaño:** para el mismo cuerpo central, $T^2 \propto a^3$, donde a es el semieje mayor. En una circunferencia, $a = r$.





Leer una gráfica de Kepler

La pendiente de T^2 frente a r^3 es $4\pi^2/(GM)$: una pendiente mayor corresponde a una masa central menor. Si los ejes están normalizados, incorpora también los factores de escala antes de obtener la masa.

El dibujo elíptico explica Kepler. Los cálculos orbitales del bloque se centran en órbitas circulares; no hay que sustituir el radio instantáneo de una elipse en todas las relaciones circulares.

Simulación: Tipos de órbita: laboratorio circular y elíptico

En este recurso, utiliza el laboratorio final para comparar las vistas circular y elíptica. El desarrollo del potencial efectivo es una ampliación.

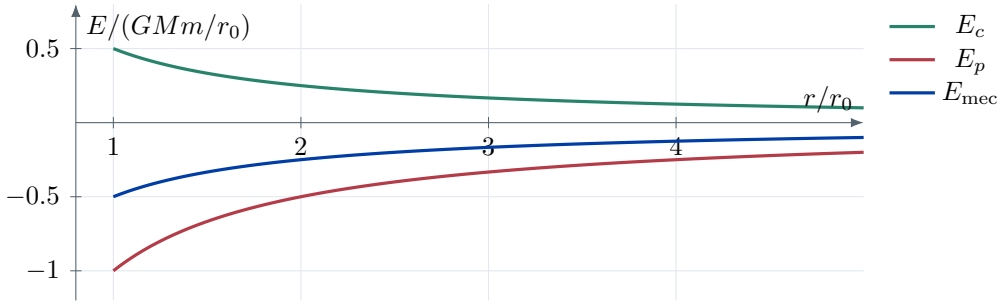
D.1 - Energía orbital y escape

Una energía mecánica negativa identifica un estado ligado, con cero en el infinito.

Tres energías en una órbita circular

$$E_p = -\frac{GMm}{r}, \qquad E_c = \frac{GMm}{2r}, \qquad E_{\text{mec}} = -\frac{GMm}{2r}.$$

Por tanto, $E_p = -2E_c$ y $E_{\text{mec}} = -E_c$. La energía mecánica puede ser negativa sin que lo sea la energía cinética.



Las curvas representan una familia de órbitas circulares posibles. La suma de la ordenada cinética y la potencial da la mecánica para cada radio.

Cambiar de órbita: comparar estados completos

La energía suministrada o retirada sin otras pérdidas es ΔE_{mec}. Al pasar a una órbita circular más alta, E_p aumenta y E_c disminuye, pero la energía mecánica aumenta. Para lanzar desde una superficie, hay que incluir también la energía del estado inicial, no solo el cambio de altura.

Escape: estado final límite

En el escape mínimo, al alejarse indefinidamente se tiene $V_g \to 0$ y $v \to 0$, de modo que $E_{\text{mec},f} = 0$. Desde una posición r:

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}} = \sqrt{2}\, v_{\text{circular}}(r).$$

Si el cuerpo ya está en órbita circular, la energía adicional mínima es $0 - E_{\text{mec},i}$, menor que la necesaria partiendo del reposo en esa misma posición.

Resistencia atmosférica pequeña: una aparente paradoja

La resistencia retira energía. Tras el descenso a otra órbita aproximadamente circular, E_p es más negativa y E_c mayor: la pérdida de potencial supera el aumento de cinética. La rapidez circular final aumenta. Esto no significa que la resistencia acelere la sonda en el sentido del movimiento instantáneo.

Simulación: Órbitas circulares, energía y trabajo

D.2 - Carga, electrización y ley de Coulomb

La carga se conserva y se transfiere en cantidades discretas.

Conservación y cuantización

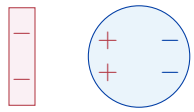
En un sistema aislado, la carga total permanece constante. En los procesos ordinarios de electrización se transfieren electrones; los protones de los núcleos no circulan de un cuerpo a otro.

$$Q = ne, \qquad n \in \mathbb{Z}, \qquad e = 1{,}60 \times 10^{-19}\,\text{C}.$$

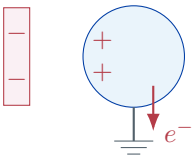
Una serie de cargas medidas es compatible con cuantización si puede expresarse como múltiplos enteros de una unidad común. El experimento de Millikan proporcionó evidencia de esta estructura discreta.

Tres formas de electrizar

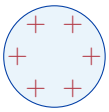
- **Fricción:** se separan cargas al transferir electrones entre materiales. No se crea carga neta en el conjunto aislado.
- **Contacto:** las cargas se redistribuyen entre cuerpos conectados. En conductores, el proceso termina al igualarse sus potenciales.
- **Inducción:** una fuente cercana redistribuye la carga sin tocar el conductor. Una toma de tierra permite intercambiar electrones con un gran reservorio.



1. Redistribución sin transferencia a tierra



2. Se conecta tierra: salen electrones



3. Se retira tierra y después la varilla

Ejemplo con varilla negativa. El orden de desconexión importa. Al invertir la varilla, se invierten los desplazamientos de electrones y el signo final.

La fuerza de Coulomb

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon}\frac{|q_1 q_2|}{r^2} = k\frac{|q_1 q_2|}{r^2}.$$

Cargas iguales se repelen; opuestas se atraen. El modelo puntual usa la distancia entre cargas o centros cuando la simetría lo permite. En un medio homogéneo, mayor permitividad ϵ reduce la fuerza para cargas y distancia fijas; en vacío, $\epsilon = \epsilon_0$.

En el modelo ideal de una gota suspendida, una fuerza eléctrica vertical puede equilibrar el peso: $|q|E = mg$. La experiencia real incorpora las correcciones necesarias para determinar masa y carga.

Simulación: La balanza de torsión y la ley de Coulomb

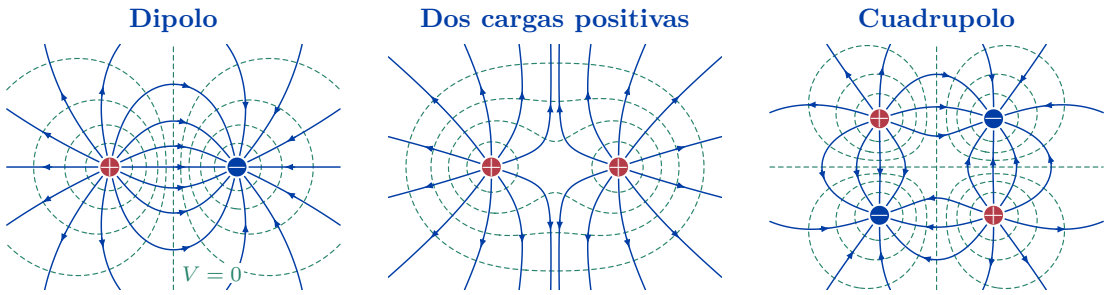
D.2 - Campo eléctrico y mapas de potencial

El mapa vectorial y el mapa escalar describen la misma interacción.

Cargas puntuales y superposición

$$\boldsymbol{E}_i = k\frac{Q_i}{r_i^2}\,\hat{\boldsymbol{r}}_i, \qquad V_i = k\frac{Q_i}{r_i}, \qquad \boldsymbol{E} = \sum_i \boldsymbol{E}_i, \quad V = \sum_i V_i.$$

El campo sale de las cargas positivas y entra en las negativas. La fuerza sobre una carga negativa apunta en sentido opuesto al campo. Duplicar la distancia a una carga reduce E a un cuarto y $|V|$ a la mitad.



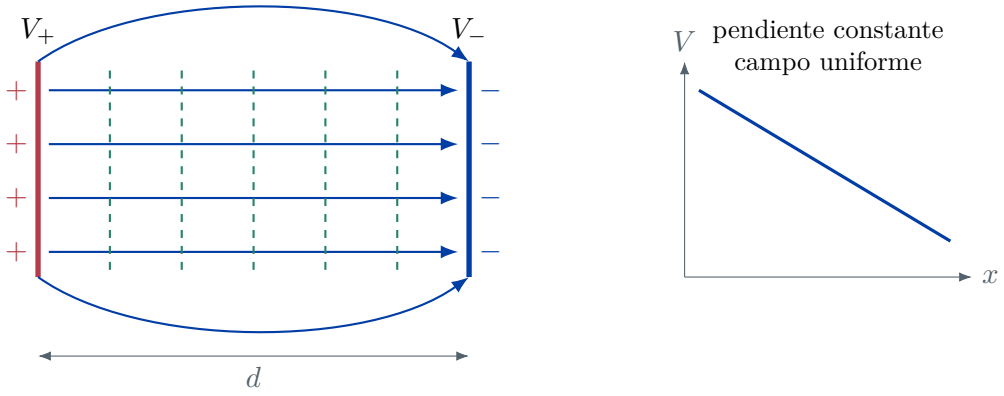
Azul: líneas de campo con flechas. Verde discontinuo: equipotenciales. Se representan cortes planos de distribuciones de cargas puntuales. Las familias se cortan perpendicularmente; una equipotencial puede tener $V = 0$ aunque el campo sea no nulo.

Placas paralelas: un campo aproximadamente uniforme

Lejos de los bordes, entre placas extensas de carga opuesta:

$$E \approx \frac{|\Delta V|}{d}, \qquad \Delta V = -E_x \Delta x.$$

El campo va de mayor a menor potencial. El potencial cambia linealmente con la posición normal a las placas, mientras E permanece aproximadamente constante.



Los bordes limitan el modelo

Cerca de los extremos, las líneas se curvan y el campo pierde uniformidad. La relación $|\Delta V|/d$ es una aproximación de la región central, no una expresión universal para cualquier geometría.

Simulación: Campo eléctrico y equipotenciales

D.2 - Conductores: interior, superficie y exterior

El equilibrio electrostático impone campo nulo dentro del material conductor.

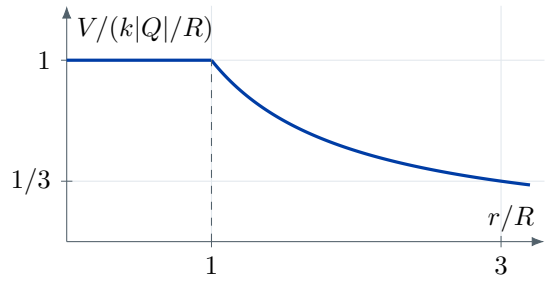
Qué ocurre cuando las cargas pueden moverse

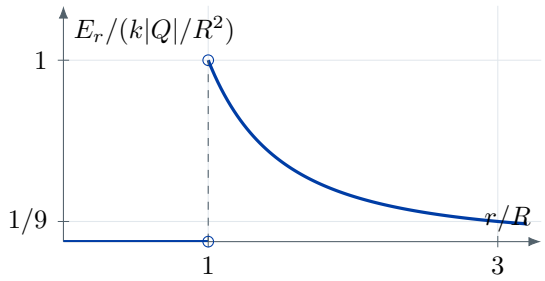
Si hubiera campo dentro del conductor, sus cargas libres seguirían moviéndose. En equilibrio, $\boldsymbol{E} = 0$ en el material y el potencial es constante. La carga excedente queda en la superficie; el campo justo fuera es perpendicular a ella.

Para una esfera conductora aislada de radio R, carga Q y sin otras fuentes próximas:

$$V(r) = \begin{cases} kQ/R & r \le R, \\ kQ/r & r \ge R, \end{cases} \qquad E_r(r) = \begin{cases} 0 & r < R, \\ kQ/r^2 & r > R. \end{cases}$$

El potencial es continuo en R; el campo presenta un salto ideal debido a la carga superficial.

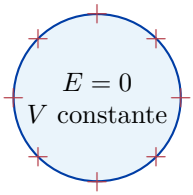




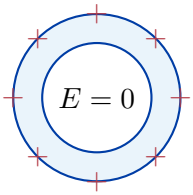
Las curvas corresponden a $Q > 0$ y se normalizan por magnitudes positivas. Para $Q < 0$, los valores con signo de V y E_r se invierten respecto al eje horizontal. El módulo del campo sigue siendo positivo.

Esfera maciza y esfera hueca

Una cavidad vacía, sin carga en su interior, también tiene campo nulo en equilibrio. Para una esfera aislada con simetría esférica, toda la carga neta está en la superficie exterior y el potencial de la cavidad coincide con el del conductor.



maciza



hueca, cavidad sin carga

misma geometría exterior:
mismas curvas exteriores

Cambiar carga sin cambiar geometría

Como $V_{\text{esfera}} = kQ/R$, el potencial es proporcional a la carga total para R fijo. La carga se obtiene por conservación, sumando las transferencias. **Campo nulo dentro no significa potencial nulo**: significa que no varía con la posición.

Simulación: Ley de Gauss: campos y potenciales

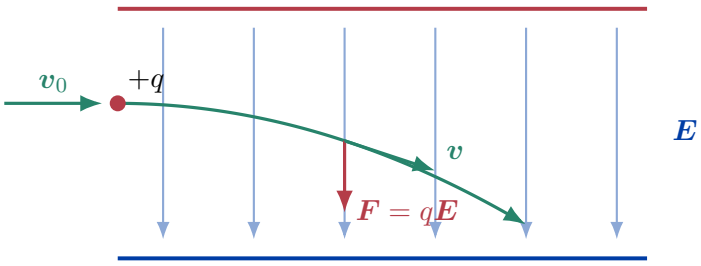
D.3 - Movimiento en un campo eléctrico

La misma fuerza puede describirse con dinámica, cinemática o energía.

Campo uniforme: aceleración constante

$$\boldsymbol{a} = \frac{q\boldsymbol{E}}{m}, \qquad \boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_0 + \boldsymbol{a}t, \qquad \boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_0 + \boldsymbol{v}_0 t + \tfrac{1}{2}\boldsymbol{a}t^2.$$

Si solo hay campo vertical, la velocidad horizontal permanece constante. La partícula positiva acelera según $\boldsymbol{E}$; la negativa, en sentido opuesto. Con entrada transversal se obtiene una trayectoria parabólica mientras el campo sea uniforme.



resolver cada componente
con el mismo tiempo de tránsito

Energía: la rapidez depende de la diferencia de potencial

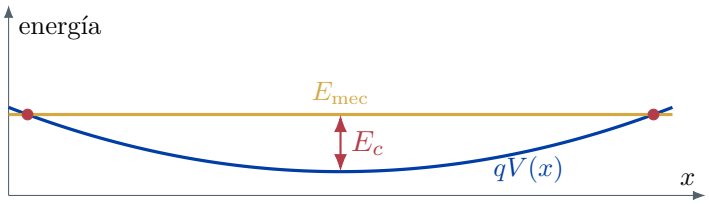
Para un campo electrostático y sin otras fuerzas que realicen trabajo:

$$E_{c,f} - E_{c,i} = -q(V_f - V_i), \qquad E_c + qV = E_{\text{mec}} = \text{constante}.$$

Si una partícula parte del reposo y la diferencia de potencial la acelera, podemos usar sus *magnitudes positivas*:

$$\tfrac{1}{2}mv^2 = |q|\,|\Delta V_a|.$$

Un electronvoltio es energía: $1\,\text{eV} = 1{,}60 \times 10^{-19}\,\text{J}$.



En este ejemplo de potencial no uniforme, solo son accesibles las posiciones donde $E_c = E_{\text{mec}} - qV \geq 0$. Un cruce puede marcar un punto de retorno. Cambiar el signo de q invierte la curva de energía potencial, aunque el campo fuente sea el mismo.

Simulación: Partículas en campos E y B: modo eléctrico

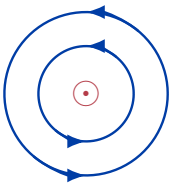
D.2 - Fuentes y patrones magnéticos

Una corriente crea un campo que rodea su trayectoria.

Dar sentido a un dibujo espacial

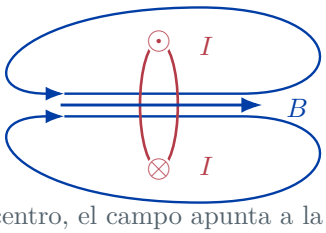
⊙ representa un vector que sale del papel; ⊗, uno que entra. En un hilo, el pulgar de la mano derecha sigue la corriente convencional y los dedos indican el giro del campo. Invertir la corriente invierte $\boldsymbol{B}$.

Hilo recto: vista de frente



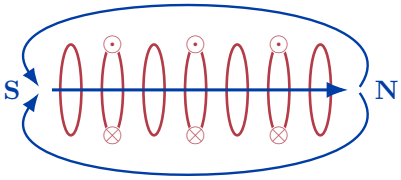
La regla de la mano derecha fija el sentido.

Espira circular: vista lateral



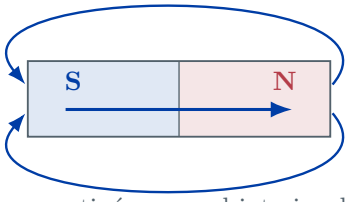
En el centro, el campo apunta a la derecha.

Bobina finita: sección longitudinal



Interior S → N; retorno exterior N → S.

Imán de barra



Las líneas continúan por el interior del imán.

Azul: campo magnético. Rojo: corriente. ⊙ sale del papel; ⊗ entra.

Las líneas magnéticas continúan: no nacen ni terminan en polos aislados. En imanes y bobinas finitas, el retorno exterior forma parte del patrón. Una vista en sección debe interpretarse junto con su geometría espacial.

La intensidad también depende de la fuente y de la distancia

Para un hilo recto muy largo, a distancia perpendicular r:

$$B = \frac{\mu_0 |I|}{2\pi r}.$$

Mayor corriente da mayor campo; a doble distancia, la mitad de campo. La dependencia $1/r$ corresponde a esta geometría, mientras el campo de una carga puntual varía como $1/r^2$.

Bobinas: geometría y superposición

Las contribuciones de las espiras se suman. En el centro de una bobina alargada el campo es aproximadamente uniforme y más intenso que en el exterior. Cuanto mayor es la corriente o el número de vueltas por longitud, mayor es el campo, manteniendo el resto del modelo.

Simulación: Campos magnéticos de corrientes e imanes

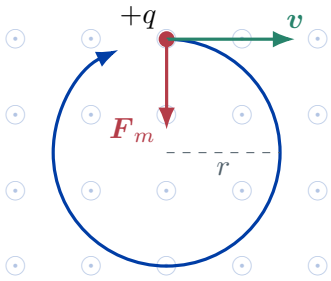
D.3 - Movimiento en un campo magnético

Puede cambiar la dirección de una velocidad sin cambiar su módulo.

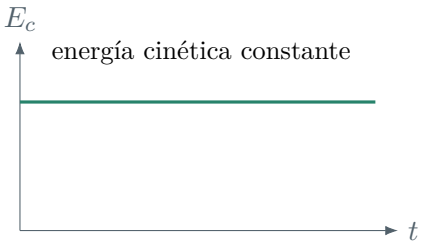
Fuerza de Lorentz sobre una carga puntual

$$\boldsymbol{F}_m = q\,\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}, \qquad F_m = |q|vB\sin\theta, \qquad P_m = \boldsymbol{F}_m \cdot \boldsymbol{v} = 0.$$

La fuerza es perpendicular a $\boldsymbol{v}$ y $\boldsymbol{B}$. No cambia la energía cinética ni la rapidez. Es nula si la partícula está en reposo o se mueve paralela al campo; al invertir q, se invierte la fuerza.



$\boldsymbol{B}$ sale del papel; giro horario



Entrada perpendicular: movimiento circular

$$|q|vB = \frac{mv^2}{r} \quad \Longrightarrow \quad r = \frac{mv}{|q|B}, \qquad T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{|q|B}.$$

Aumentar v aumenta el radio, pero no el período en el modelo no relativista. El signo de q determina el sentido de giro; su módulo interviene en radio y período.

Una magnitud vectorial puede cambiar aunque su módulo no lo haga

$$\Delta\boldsymbol{p} = m(\boldsymbol{v}_f - \boldsymbol{v}_i).$$

Después de media vuelta, $\boldsymbol{v}_f = -\boldsymbol{v}_i$: el módulo de $\Delta\boldsymbol{p}$ vale $2mv$, aunque $\Delta E_c = 0$. Hay aceleración centrípeta.

Si existe una componente de velocidad paralela a $\boldsymbol{B}$, esta permanece constante; la componente perpendicular gira. La combinación produce una hélice. El radio depende de $v_\perp$.

Simulación: Partículas en campos E y B

D.3 - Campos cruzados e identificación de partículas

Las condiciones de entrada determinan qué comparación es válida.

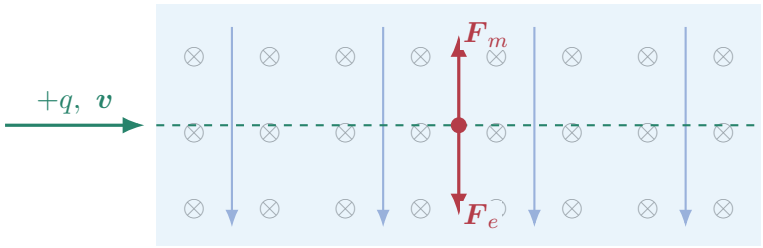
Selector de velocidades

Con $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ y la velocidad inicial perpendiculares, las fuerzas pueden oponerse. Para transmisión rectilínea:

$$qE = qvB \quad \Longrightarrow \quad v = \frac{E}{B}.$$

Hay que comprobar también los sentidos, no solo igualar módulos. La rapidez seleccionada no depende de la masa ni del módulo de carga, pero la desviación fuera de esa condición sí depende de la partícula.

$\boldsymbol{E}$ hacia abajo y $\boldsymbol{B}$ hacia dentro en toda la región



$\boldsymbol{F}_{\text{neta}} = 0$
solo a la rapidez seleccionada

De una trayectoria a la relación carga-masa

En un analizador magnético perpendicular:

$$\frac{|q|}{m} = \frac{v}{Br}.$$

Si previamente la partícula se aceleró desde el reposo por una diferencia de potencial de magnitud positiva $|\Delta V_a|$:

$$\frac{|q|}{m} = \frac{2|\Delta V_a|}{B^2 r^2}.$$

Condición común	Dependencia del radio	Qué cambia al aumentar la masa
Misma rapidez v, mismo B	$r \propto m/\lvert q\rvert$	Mayor radio a carga fija
Misma $\lvert\Delta V_a\rvert$, mismo B	$r \propto \sqrt{m/\lvert q\rvert}$	Menor rapidez y mayor radio a carga fija

Aplicaciones: espectrómetro y ciclotrón

El espectrómetro combina regiones que seleccionan o aceleran con otras que curvan la trayectoria. En un ciclotrón, el campo magnético guía el movimiento y el campo eléctrico en el hueco aporta energía. El período circular independiente de la rapidez permite sincronizar los impulsos mientras vale la aproximación no relativista.

Simulación: Espectrómetro de masas

Simulación: Ciclotrón: aceleración y movimiento circular

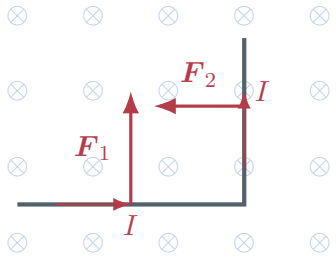
D.3 - Fuerzas sobre conductores y corrientes

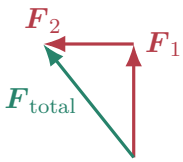
Sumar fuerzas exige conservar su carácter vectorial.

Un tramo de conductor en un campo uniforme

$$\boldsymbol{F} = I\,\boldsymbol{L} \times \boldsymbol{B}, \qquad F = BIL\sin\theta.$$

$\boldsymbol{L}$ apunta en el sentido de la corriente convencional. La longitud relevante es la del tramo dentro del campo. Para varios tramos, se obtiene cada fuerza y se suman sus vectores.



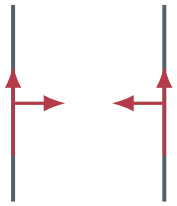


la resultante no es
la suma de los módulos

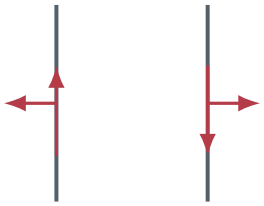
Dos corrientes paralelas

Cada hilo crea el campo que ejerce fuerza sobre el otro. Para hilos largos separados una distancia d:

$$\frac{F}{\ell} = \frac{\mu_0 |I_1 I_2|}{2\pi d}.$$



mismo sentido
atracción



sentidos opuestos
repulsión

Trabajo sobre una carga y energía de un dispositivo

La fuerza magnética sobre una carga puntual no hace trabajo sobre ella. Un conductor con corriente, en cambio, puede intercambiar energía mecánica con un circuito y sus fuentes. Un motor o un conductor móvil requieren seguir el balance del sistema completo, no extender sin matices la afirmación sobre una sola carga.

Simulación: Campo creado por corrientes: hilo recto

D.4 - Flujo magnético y ley de Faraday

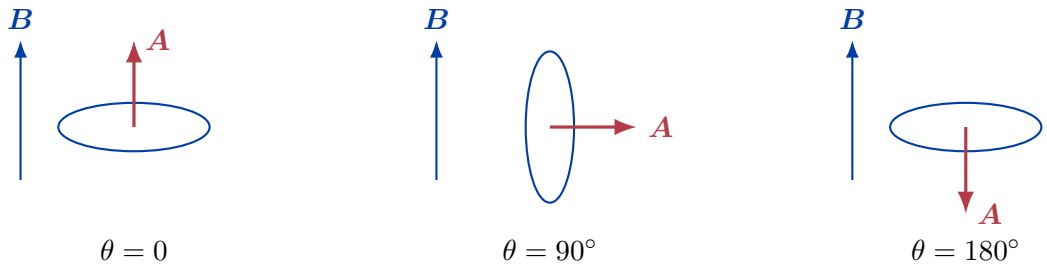
La inducción depende del cambio de flujo, no solo de que exista campo.

Flujo por una espira y flujo enlazado

Para una superficie plana en campo uniforme:

$$\Phi = \boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{A} = BA\cos\theta, \qquad [\Phi] = \text{Wb}.$$

$\boldsymbol{A}$ es normal al plano y fija el signo. θ se mide entre el campo y esa normal. En una bobina de N espiras iguales, el flujo enlazado es $N\Phi$.



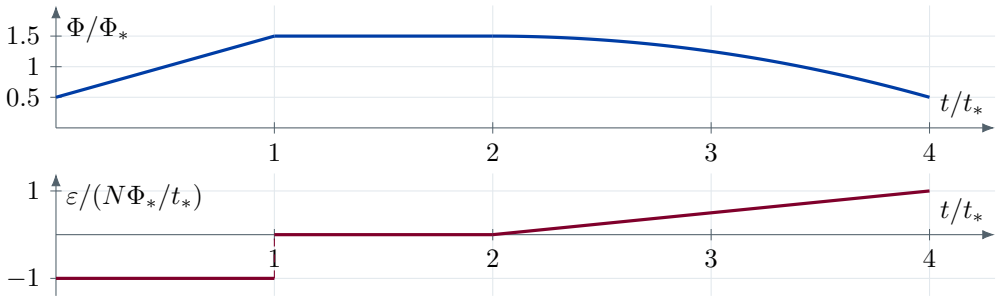
$\theta = 0$ $\theta = 90°$ $\theta = 180°$

Los vectores normales comparan orientaciones de la superficie; el dibujo del aro es esquemático. El flujo es máximo positivo, cero o máximo negativo según la orientación.

Faraday: una razón de cambio

$$\varepsilon = -N\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}, \qquad \Phi(t) = \Phi(t_0) - \frac{1}{N}\int_{t_0}^{t} \varepsilon \, \mathrm{d}t.$$

Cambiar B, el área atravesada o la orientación puede generar fem. La pendiente de $\Phi(t)$ determina la fem; el área con signo bajo $\varepsilon(t)$ determina el cambio de flujo. Hace falta un valor inicial para reconstruirlo.



Escalas de referencia Φ_* y t_*. Tramo recto de flujo: fem constante; flujo horizontal: fem cero; curvatura: fem variable. Las unidades de un área fem-tiempo son V s = Wb.

Simulación: Inducción magnética: flujo y fem

D.4 - Lenz: sentido de la respuesta inducida

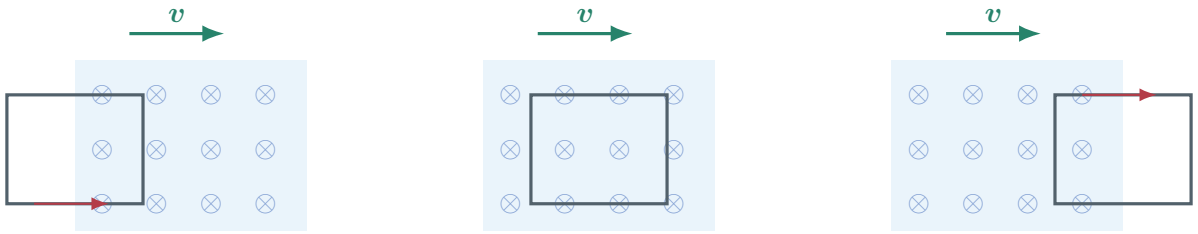
La respuesta se opone al cambio del flujo, no necesariamente al campo externo.

Un procedimiento físico para decidir el sentido

1. Identifica el flujo externo y si aumenta o disminuye.
2. Determina qué campo inducido se opone a ese cambio.
3. Usa el sentido de circulación de la corriente para crear ese campo.

Si el flujo hacia dentro aumenta, el campo inducido apunta hacia fuera. Si ese mismo flujo disminuye, apunta hacia dentro.

Una espira atraviesa una región uniforme



entrada: Φ aumenta
corriente antihoraria

dentro: Φ constante
fem neta cero

salida: Φ disminuye
corriente horaria

El flujo positivo se ha elegido hacia dentro del papel y la espira está cerrada. Dentro de una región uniforme, el movimiento de toda la espira no basta por sí solo para producir fem neta: su flujo debe cambiar.

Imán y bobina: importa el movimiento relativo

Al acercar un polo norte a una bobina cerrada, la cara próxima se comporta como norte y dificulta el acercamiento. Al alejarlo, la respuesta cambia para dificultar la separación. Si se detiene el imán respecto a la bobina y el flujo permanece constante, la fem desaparece aunque el campo sea intenso.

Lenz expresa conservación de energía

Si la inducción reforzara espontáneamente el cambio que la produce, el movimiento y la corriente podrían crecer sin un aporte correspondiente de energía. En los dispositivos de frenado, mantener el movimiento requiere trabajo externo que puede transformarse en energía térmica.

Fem y corriente son magnitudes distintas

Puede haber fem en un circuito abierto. Para un circuito cerrado puramente resistivo, despreciando autoinducción:

$$I = \frac{\varepsilon}{R}.$$

Cambiar R modifica la corriente para la misma fem. El sentido cambia con el signo de la fem, no necesariamente cuando el campo externo pasa por cero.

Simulación: Inducción magnética

D.4 - Generador: rotación, flujo y fem

Una rotación uniforme convierte un cambio de orientación en una señal sinusoidal.

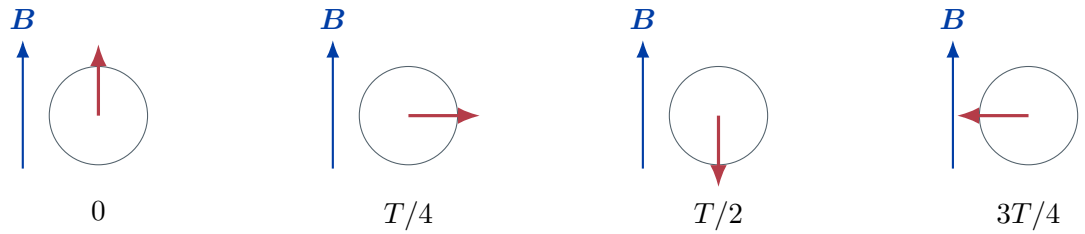
Elegir la fase inicial

Si en $t = 0$ la normal de la bobina apunta según el campo y gira con velocidad angular ω:

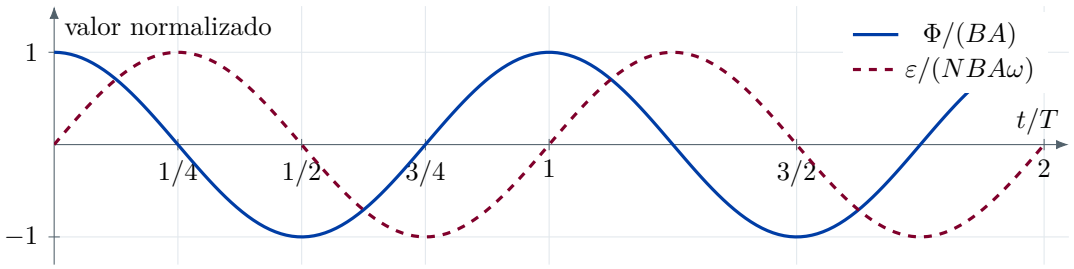
$$\theta = \omega t, \qquad \Phi = BA\cos(\omega t), \qquad \varepsilon = NBA\omega\sin(\omega t).$$

$$\Phi_{\text{máx}} = BA, \qquad \varepsilon_{\text{máx}} = NBA\omega, \qquad T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

El flujo indicado es por espira; el factor N aparece al calcular la fem de la bobina.



Las flechas rojas representan la normal de la bobina en cuatro instantes, no la fuerza. La orientación determina flujo y signo; el valor de la fem depende de la rapidez con que cambia el flujo.



Cómo leer el desfase

En los máximos y mínimos del flujo, su pendiente es cero: la fem es cero. Cuando el flujo cruza por cero, cambia con máxima rapidez: $|\varepsilon|$ es máximo. Los ceros consecutivos de una sinusoide están separados por $T/2$.

Cambiar frecuencia cambia dos cosas

Duplicar la frecuencia de rotación reduce el período a la mitad y duplica la amplitud de la fem, sin alterar la amplitud del flujo si B y A no cambian. Aumentar N, B o A también aumenta la fem máxima, con las demás condiciones fijas.

Simulación: Inducción magnética: generador de bobina giratoria

D.4 - Conductor móvil, energía y autoinducción

Las leyes de inducción se conectan con dinámica y conservación de energía.

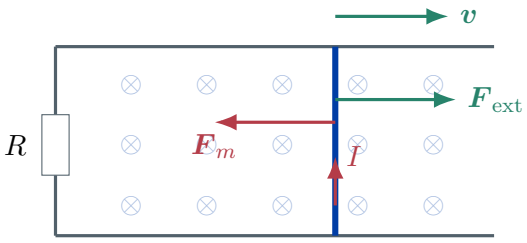
Una barra perpendicular al campo y al movimiento

La fuerza magnética separa cargas a lo largo de una barra móvil:

$$|\varepsilon| = B\ell v.$$

Si cierra un circuito resistivo, $I = B\ell v/R$. La fuerza sobre la barra se opone al movimiento en este montaje:

$$F_{\text{frenado}} = BI\ell = \frac{B^2\ell^2}{R}\, v.$$



la barra barre área y cambia el flujo del circuito

Rapidez impuesta o movimiento libre

A rapidez constante, el agente externo equilibra el frenado y aporta potencia:

$$P_{\text{ext}} = F_{\text{ext}} v = \varepsilon I = I^2 R.$$

Si una fuerza motriz constante F_0 impulsa una barra libre, se debe resolver su dinámica:

$$ma = F_0 - \frac{B^2\ell^2}{R} v, \qquad v_{\text{límite}} = \frac{F_0 R}{B^2\ell^2} \quad (a = 0).$$

La rapidez límite es una consecuencia del equilibrio de fuerzas. No se puede obtener de una simulación que impone v como dato.

Autoinducción: la propia corriente produce el flujo

Una corriente que cambia modifica el flujo de su propio circuito. La fem autoinducida se opone al *cambio*: dificulta que la corriente aumente o que disminuya. Cuando la corriente es constante, esa fem es cero.

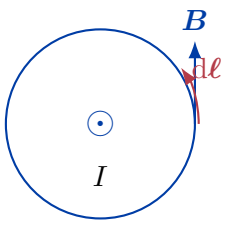
$$\text{cambio de corriente} \longrightarrow \text{cambio de flujo propio} \longrightarrow \text{respuesta inducida.}$$

La autoinducción se trata cualitativamente. No se necesitan inductancias ni ecuaciones de transitorios RL. En los balances anteriores se ha despreciado la autoinducción.

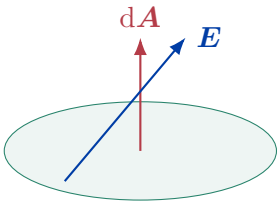
Simulación: Inducción magnética: barra móvil sobre raíles

Conexión: circulación, flujo y límites de las analogías

Dos formas distintas de sumar un campo: a lo largo de un camino o sobre una superficie.



circulación: componente tangente
a lo largo del contorno



flujo: componente normal
a través de la superficie

Circulación y potencial en campos estáticos

$$\oint \boldsymbol{g} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{\ell} = 0, \qquad \oint \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{\ell} = 0 \quad \text{en electrostática.}$$

El trabajo entre dos puntos no depende del camino. En un recorrido equipotencial cada contribución es cero; en un recorrido general puede haber contribuciones positivas y negativas que se compensen.

Gauss: qué encierran las superficies

Con normal exterior y en el vacío:

$$\oint \boldsymbol{g} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{A} = -4\pi G M_{\text{interior}}, \qquad \oint \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{A} = \frac{Q_{\text{interior}}}{\epsilon_0}, \qquad \oint \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{A} = 0.$$

El flujo neto de B por una superficie cerrada es cero, pero su campo puede ser intenso. La simetría permite deducir campos de estas relaciones: solo si corresponde se simplifica la integral como campo por área.

Magnetismo e inducción: dónde cambia la comparación

En magnetostática, alrededor de un hilo:

$$\oint \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{\ell} = \mu_0 I_{\text{enlazada}}.$$

Esta circulación no es trabajo magnético: la fuerza sobre una carga es $q\,\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$, no $q\boldsymbol{B}$. No hay en general un potencial escalar global de B análogo al electrostático.

Un flujo magnético variable produce un campo eléctrico inducido cuya circulación puede ser no nula. Para un contorno fijo, $\oint \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{\ell} = -\,\mathrm{d}\Phi_B/\,\mathrm{d}t$. Por eso la relación con un potencial conservativo se limita a la electrostática.

Conexión conceptual de clase. Las leyes integrales de Gauss y Ampère amplían la descripción del programa y ayudan a organizarla; no sustituyen los modelos y condiciones de cada situación.

Simulación: Tres campos: analogías y diferencias; incluye los apuntes de circulación

Simulación: Ley de Gauss: campos y potenciales