AVISOS

Primer parcial: sábado 7 de octubre a las 15:00

Deberán inscribirse a través de EVA.

CLASES DE CONSULTAS:

Martes de 16:15 a 17:45 en salón T01

(en el enlace de Zoom de mi teórico)

Antes del teórico virtual: lunes 18:45 a través de Zoom (enlace del teórico)

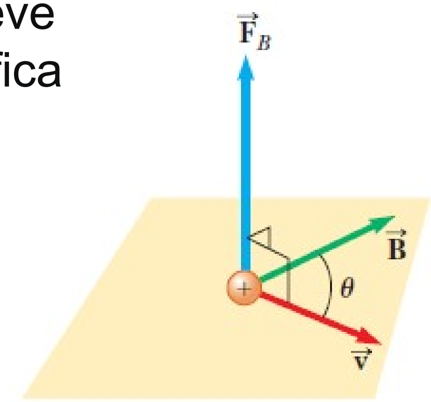
Repaso de la clase anterior

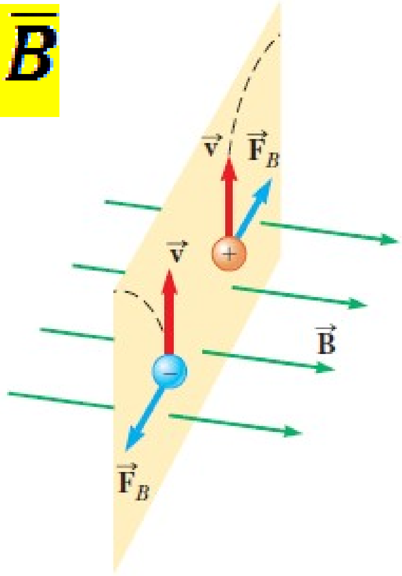
Definimos el campo magnético **B** en algún punto en el espacio en función de la **fuerza magnética F_B** que ejerce el campo sobre una partícula con **carga q** que se mueve con una **velocidad v,** la cual se identifica como el objeto de prueba.

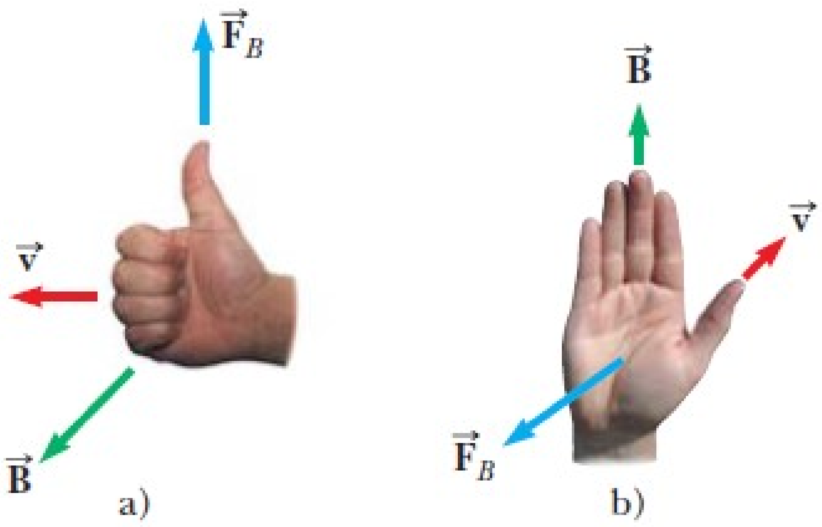
$$\bar{F}_B = q\bar{v} \times \bar{B}$$

$$F_B = |q|vB \sin\theta$$

Tesla (T) $\quad 1T = 1\dfrac{N}{C.m/s} = 1\dfrac{N}{A.m}$





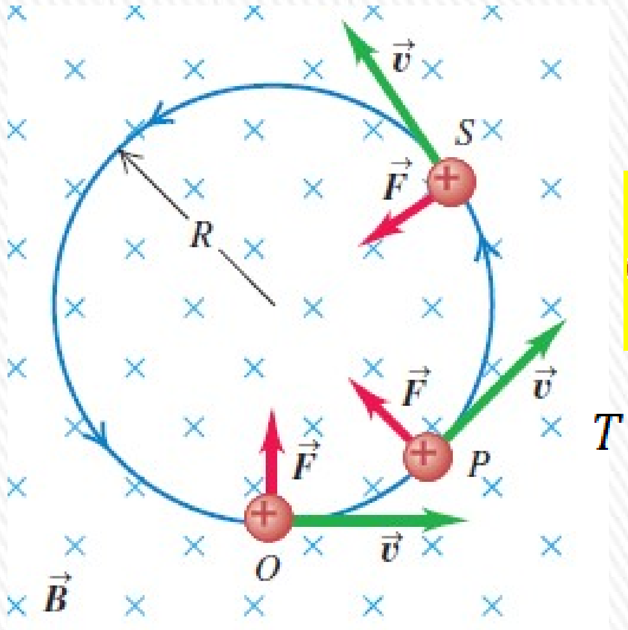


Diferencias entre fuerzas eléctrica (F_E) y magnética (F_B)

- **F_E** actúa a lo largo de la dirección de E, en tanto que **F_B actúa perpendicularmente a B.**
- **F_E** actúa sobre una partícula con carga sin importar si ésta se encuentra en movimiento, **F_B actúa sólo si la partícula con carga está en movimiento**.
- **F_E** efectúa trabajo al desplazar una partícula con carga, **F_B no efectúa trabajo cuando se desplaza una partícula.**
- **F_E** modifica la energía cinética de una carga en movimiento, **F_B** no.

Repaso de la clase anterior

Movimiento de partículas cargadas en un campo magnético uniforme



$$F = qvB = m\frac{v^2}{R}$$

$$R = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB}$$

$$\omega = \frac{qB}{m}$$

frecuencia de ciclotrón

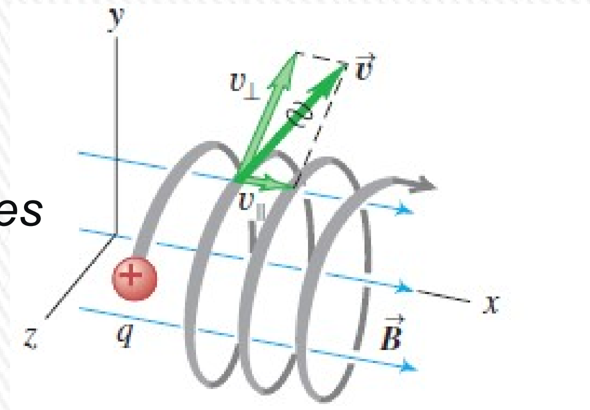
$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{qB}$$

Si B y v no son perpendiculares

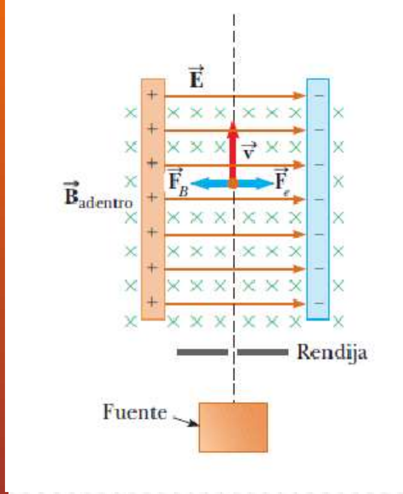
$v_\perp$= v.senθ

$v_{\parallel}$= v.cosθ

Trayectoria ***helicoidal***



$$paso = v_{\parallel}T = v\cos\theta\, T$$



Selector de velocidad

qE = qvB

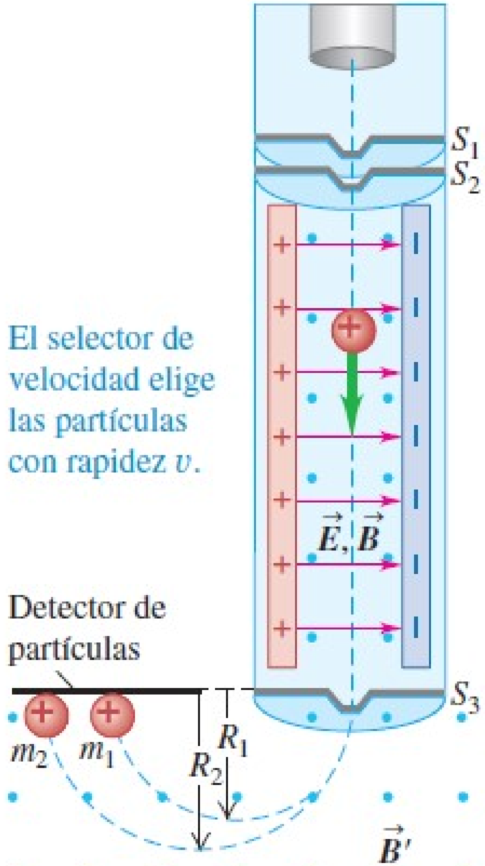
$$v = \frac{E}{B}$$

Repaso de la clase anterior

Espectrómetros de masas

$$\frac{m}{q} = \frac{B'R}{v} \qquad v = E/B$$

Permitió el descubrimiento de **isótopos de elementos.**

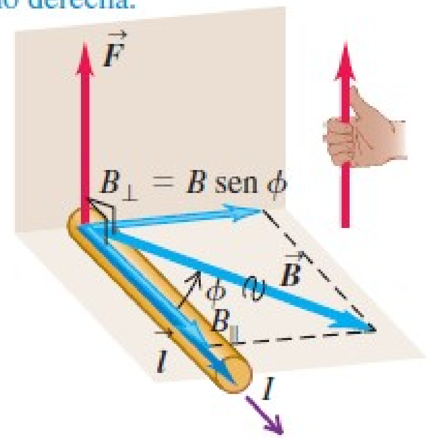


El campo magnético separa las partículas por masa; cuanto más grande sea la masa de una partícula, mayor será el radio de su trayectoria.

Fuerza magnética sobre un conductor que transporta corriente

Fuerza $\vec{F}$ sobre un alambre recto que conduce corriente positiva y está orientado a un ángulo ϕ con respecto al campo magnético $\vec{B}$:

- La magnitud es $F = IlB_{\perp} = IlB \operatorname{sen} \phi$.
- La dirección de $\vec{F}$ está dada por la regla de la mano derecha.



$$\boxed{\bar{F} = I\bar{l} \times \bar{B}}$$

$$F = IlB_{\perp} = IlB \sin \Phi$$

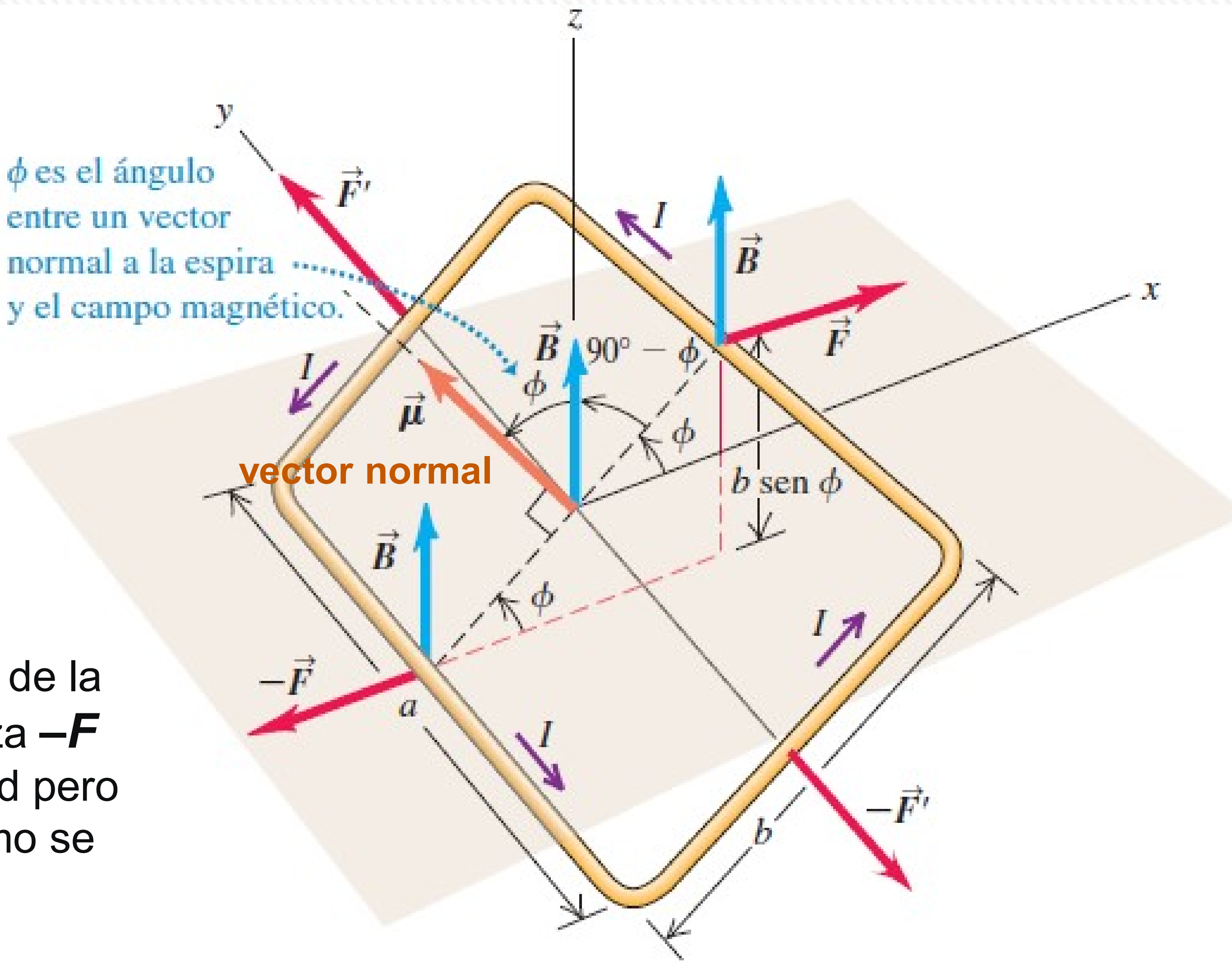
Se prueba que:
La fuerza magnética neta que actúa sobre cualquier espira de corriente cerrado en un B uniforme es cero.

La fuerza magnética sobre un alambre con corriente curvo en un B uniforme es igual a la de un alambre recto que conecta los puntos finales y porta la misma corriente.

Fuerza y torque en una espira de corriente

Espira rectangular que transporta corriente *I,* de lados *a y b,* en **B** uniforme.
B forma un ángulo Φ con la normal al plano de la espira.

La fuerza ***F*** sobre el lado derecho de la espira (longitud *a) va hacia la derecha, según +x,*
En este lado, ***B*** *es perpendicular a la dirección de* la corriente, y la fuerza sobre este lado tiene magnitud: *F= I.a.B*.



Sobre el lado opuesto de la espira actúa una fuerza ***–F*** con la misma magnitud pero sentido contrario, como se observa en la figura.

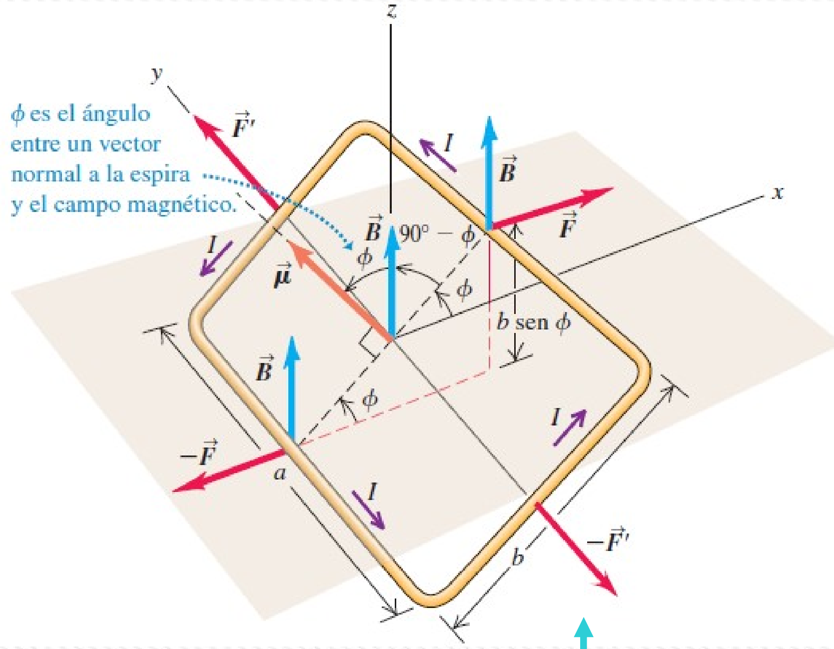
Fuerza y torque en una espira de corriente

Los lados de longitud *b forman un ángulo (90°- Φ) con la dirección de* **B,** *y las fuerzas son* **F' y –F'**

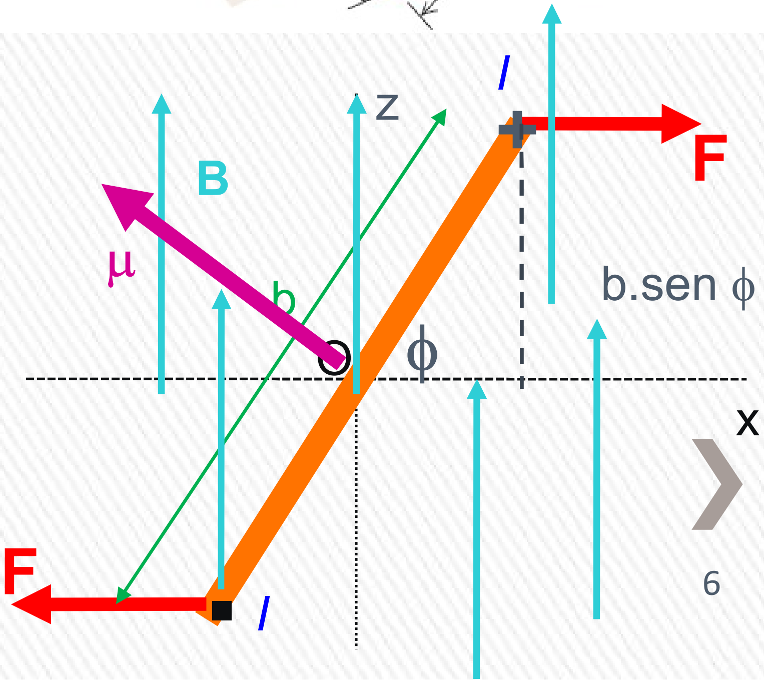
F'=IbBsen(90°-Φ) =IbBcosΦ

con dirección según el eje *y.*

La fuerza *total en la espira es igual a cero porque las fuerzas en lados opuestos se* cancelan por pares.



La fuerza neta sobre una espira de corriente en un campo magnético uniforme es igual a cero.
Sin embargo, veremos que el torque neto, en general, no es igual a cero.

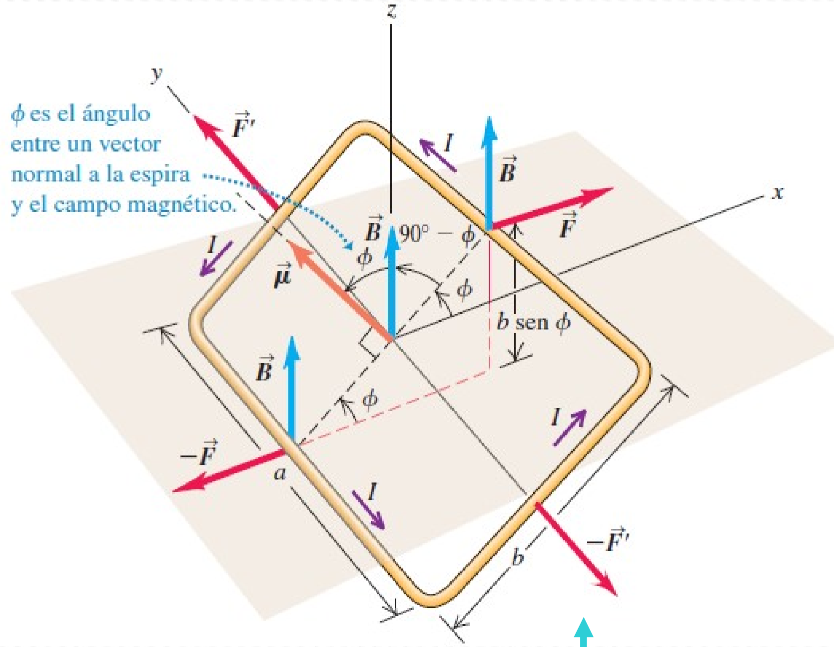


Fuerza y torque en una espira de corriente

***F'** y –**F'** están en la misma* línea, por lo que originan un torque neto igual a cero con respecto a cualquier punto.

F y -**F** quedan a lo largo de distintas líneas de acción, y cada una origina un torque con respecto al eje *y, con sentido +y.*

El brazo de palanca para cada una de estas fuerzas es (b/2)senΦ.

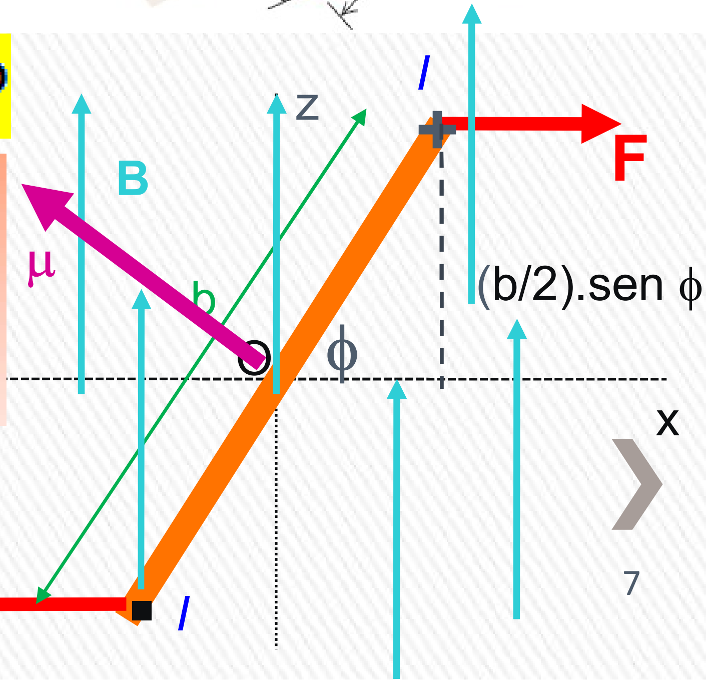


$$\tau = 2F\left(\frac{b}{2}\right)\sin\Phi = (IBa)(b\sin\Phi)$$

Área de la espira: *A=a.b*

$$\tau = IBA\sin\Phi$$

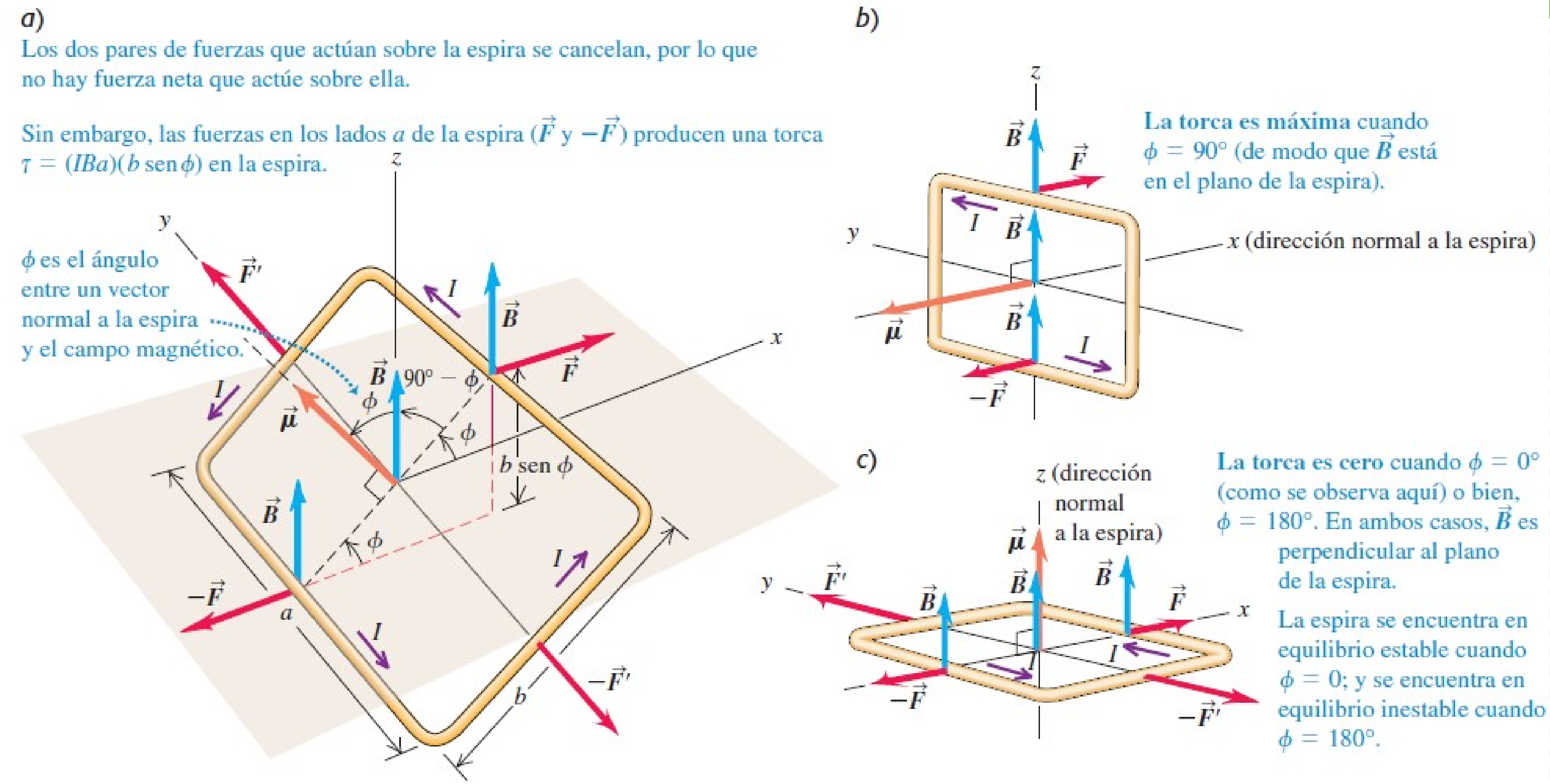
El producto *IA se denomina* ***momento dipolar magnético*** **o** ***momento magnético*** **de** la espira, el cual se denota con el símbolo μ (letra griega mu).



$$\mu = IA$$

$$\tau = \mu B\sin\Phi$$

Fuerza y torque en una espira de corriente



$$\tau = \mu B \sin\Phi$$

donde Φ es el ángulo entre la normal a la espira (dirección del área vectorial **A** y **B.**

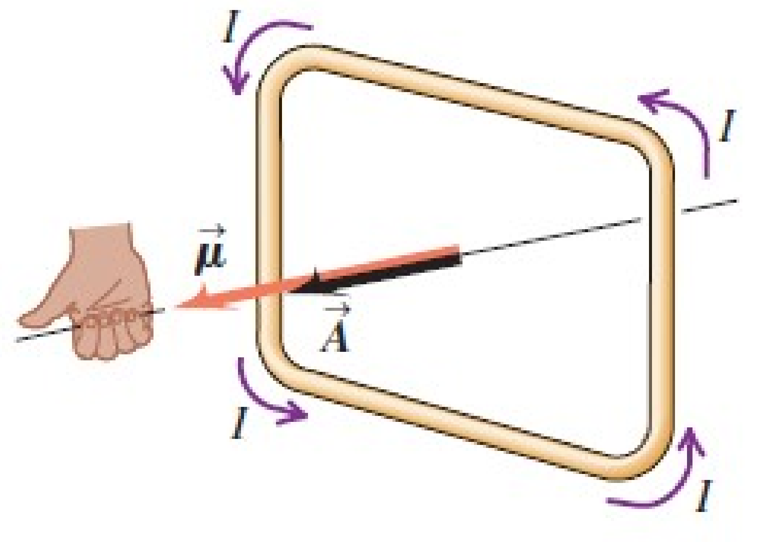
En forma vectorial: $\bar{\tau} = \bar{\mu} \times \bar{B}$

El torque tiende a hacer girar la espira en la dirección en que *disminuye Φ, es decir,* hacia su posición de equilibrio estable donde la espira queda en el plano *xy perpendicular* a la dirección del campo.

Fuerza y torque en una espira de corriente

$$\bar{\tau} = \bar{\mu} \times \bar{B}$$

U*na espira de corriente, o cualquier* otro cuerpo que experimenta un torque magnético dada por la ecuación anterior también recibe el nombre de **dipolo magnético.**



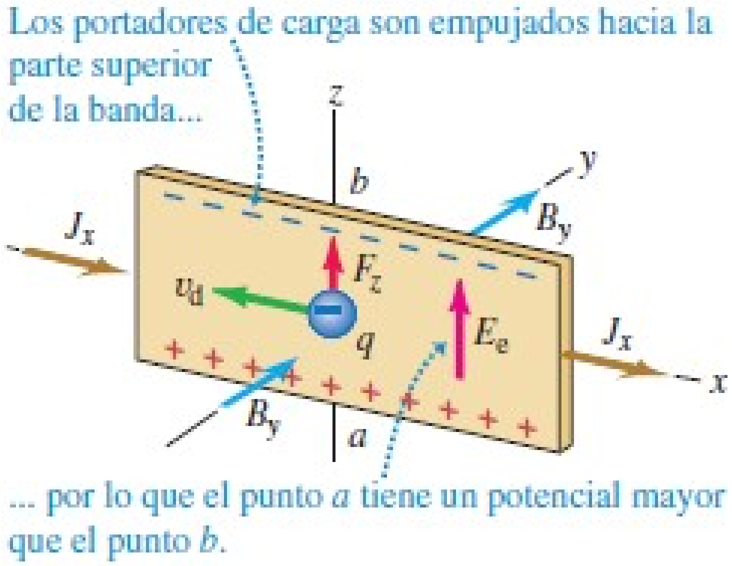
Regla de la mano derecha para determinar **μ**

EFECTO HALL

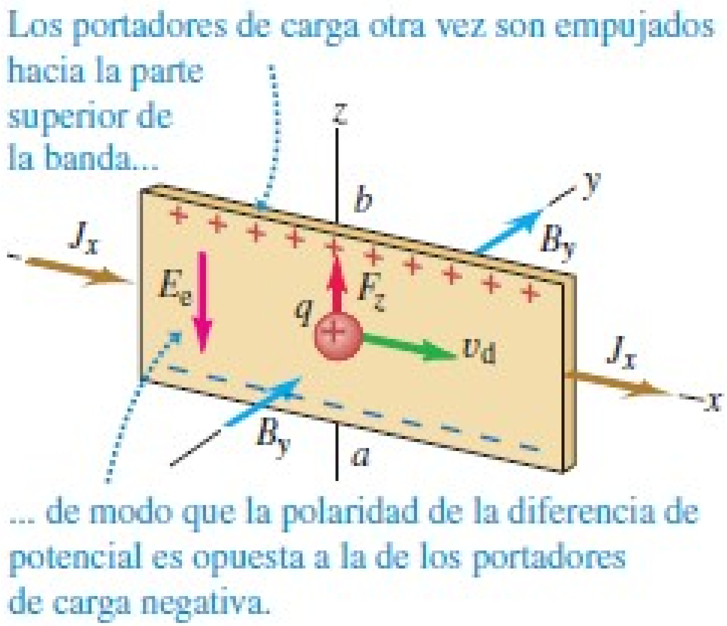
Descubierto en 1879 por Edwin Hall.
Conductor de forma de banda ancha, con corriente *I* según +*x*, campo magnético *B* uniforme según +*y*; y velocidad de deriva v_d de portadores de carga |*q*|.
Figuras: a) portadores negativos (electrones) y
b) portadores positivos.
En ambos casos, la fuerza magnética va hacia arriba,
Una carga móvil es impulsada hacia el borde *superior de la banda por* la fuerza magnética
$F_z = |q| v_d B$.

En caso a) en la parte superior se acumulan electrones, dejando un exceso de cargas positivas en el borde inferior.
Surge un campo eléctrico transversal $\mathbf{E_e}$, *que en un momento hace que la fuerza eléctrica equilibre la magnética, y ya no se desvían las cargas móviles.*

a) Portadores de carga negativa (electrones)



b) Portadores de carga positiva

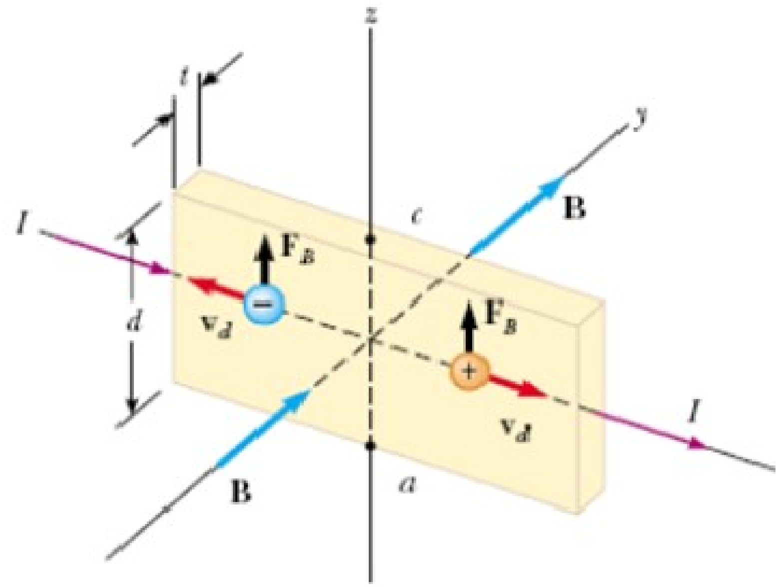


EFECTO HALL

Ese campo eléctrico provoca una diferencia de potencial transversal entre los bordes opuestos: el ***voltaje de Hall*** o ***fem de Hall.***

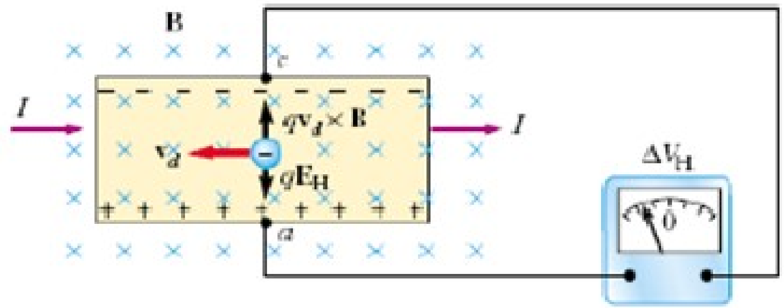
La polaridad depende de si las cargas móviles son positivas o negativas.

Los experimentos demuestran que para metales, el borde superior de la banda *se carga negativamente, lo cual demuestra que los portadores de* carga en un metalson en verdad electrones.



Suponiendo que cuando se alcanza el equilibrio, E es uniforme, entonces $\Delta V_H = E.d$

Siendo **ΔV_H el voltaje Hall**



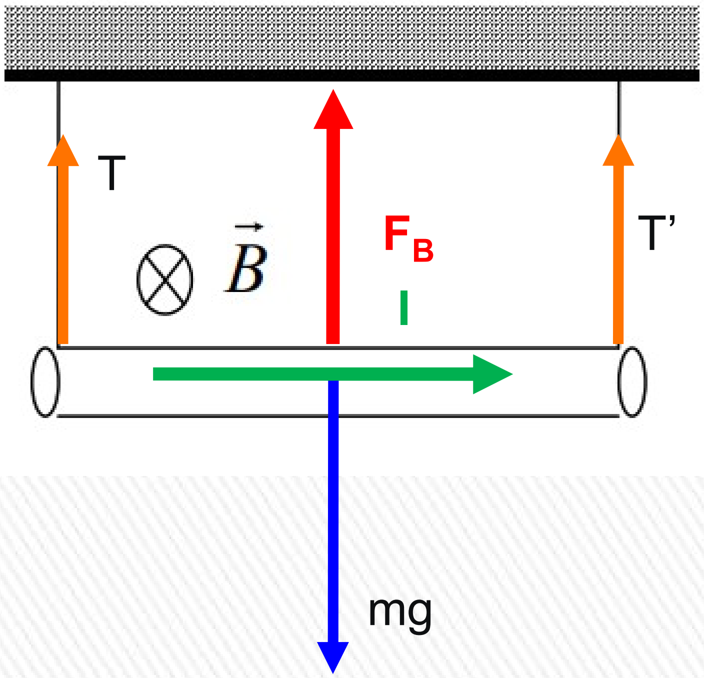
$$\Delta V_H = Ed = Bv_d d = B\left(\frac{J}{nq}\right)d$$

Como: J= I/A=I/(d.t)

$$\Delta V_H = B\left(\frac{I}{Anq}\right)d = Bd\frac{I}{nq(d.t)} = \frac{BI}{nqt}$$

EJEMPLO: ejercicio 3.1.7

Un conductor suspendido por dos cuerdas tiene una masa por unidad de longitud de 0,040 kg/m. Determine el sentido y módulo de la corriente en el conductor para que la tensión en los alambres de soporte sea cero, si el campo magnético sobre la región es de 3,6 T entrante.



Para que la tensión en los alambres de soporte sean cero, la fuerza magnética F_B debe ser igual y opuesta al peso del conductor.
Sea λ = 0,040 kg/m la masa por unidad de longitud.

$m.g = F_B$

$\lambda.L.g = B.I.L$

$$I = \frac{mg}{LB} = \frac{\lambda g}{B} = 0{,}040\ \frac{9{,}80}{3{,}6} = 0{,}109\ A$$

***I* = 0,11 A en el sentido mostrdo en la figura**

INTRODUCCIÓN

¿Cómo se *crean los campos magnéticos?*

Los imanes permanentes y corrientes eléctricas en electroimanes crean campos magnéticos.

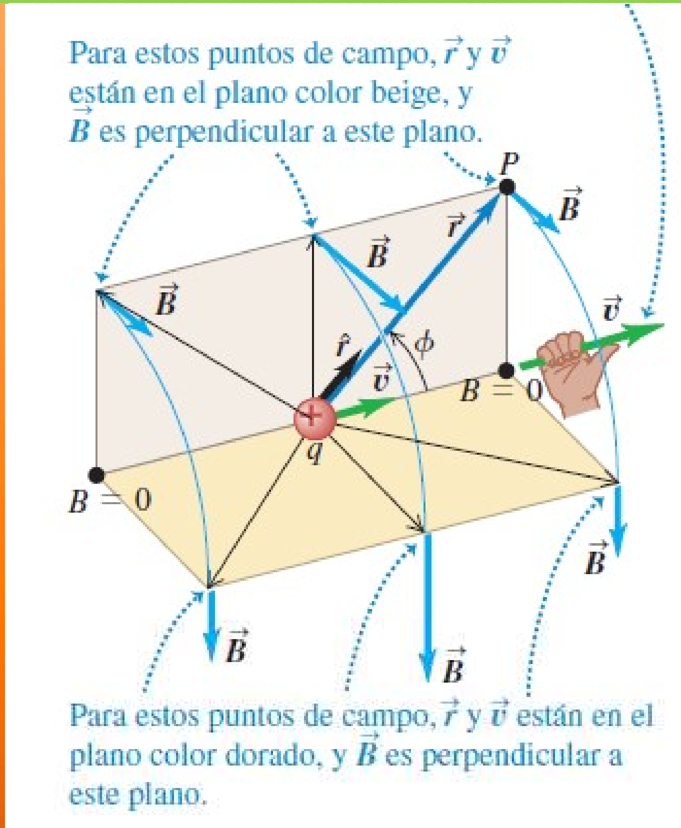
Una carga crea un campo eléctrico y éste ejerce una fuerza sobre cualquier otra carga…

Pero un campo *magnético ejerce una fuerza solo si la carga* está en *movimiento*

¿Será verdad también que una carga crea un campo magnético solo cuándo está en movimiento?

La respuesta es afirmativa: la carga debe estar en movimiento para crear un campo magnético.

Campo magnético de una carga en movimiento



Carga q en movimiento (punto fuente)

P: punto de campo o de observación

Los experimentos muestran que el campo magnético B, creado por una carga puntual q que se mueve con una velocidad v constante está dada por la siguiente expresión:

$$\overline{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\,\overline{v} \times \hat{r}}{r^2} \qquad B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{|q|\, v \,\sin\phi}{r^2}$$

$\mu_0/4\pi$ una constante de proporcionalidad

μ_0 **permeabilidad del vacío**, valor en el S.I. es:

$\mu_0 = 4\pi\times10^{-7}$ **T.m/A**

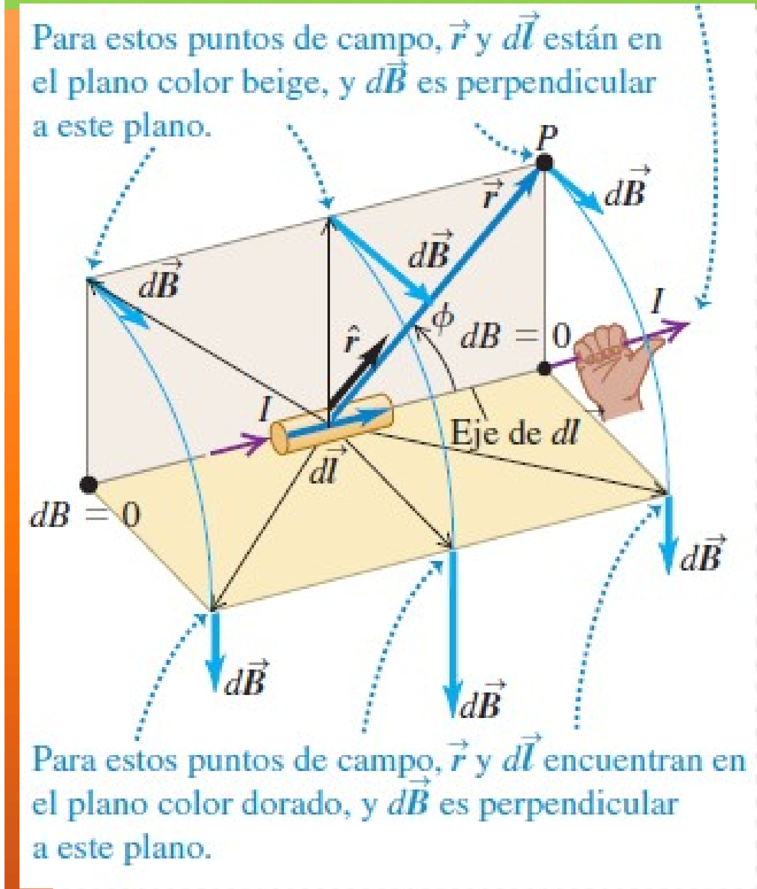
$\overline{r}$ vector que va desde el punto fuente al punto del campo P

$\hat{r} = \dfrac{\overline{r}}{r}$ es un versor de **r** (vector unitario) Φ ángulo que forman los vectores **r** y **v**.

B no es un campo central (según la dirección de **r**) sino que es perpendicular al plano que determinan **r** y **v**.

Para una carga puntual que se mueve con una cierta velocidad ***v***, las líneas de campo magnético son *círculos con centro en la línea que pasa por q determinada por* ***v*** *y que se* encuentran en planos perpendiculares a esta línea.

Campo magnético de un elemento de corriente – Ley de BIOT-SAVART



También hay un principio de superposición de campos magnéticos: **el campo magnético total generado por varias cargas en movimiento es la suma vectorial de los campos generados por las cargas individuales.**

Campo magnético *dB* generado por segmento *d**l*** de conductor que transporta corriente I, *área de la sección del conductor A y n partículas cargadas en movimiento por unidad de volumen, c/u* con carga *q*. *Carga total* ***dQ=nqAdl*** que viaja con velocidad $\boldsymbol{v_d}$. *(Los campos magnéticos* debidos a los movimientos *al azar de las cargas, en promedio, se cancelarán en* cada punto)

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{|dQ|\,v_d\,\sin\phi}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{n|q|A\,dl\,v_d\,\sin\phi}{r^2}$$

Pero, la corriente *I* es: $(n|q|v_d)A = I$

Por lo que podemos escribir: $dB = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{I dl\ \sin\phi}{r^2}$

$$d\bar{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I d\bar{l}\times\hat{r}}{r^2}$$

*d**l*** vector de longitud *dl, con dirección y sentido de la corriente en el* conductor

Campo magnético de un elemento de corriente – Ley de BIOT-SAVART

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\ \sin\phi}{r^2}$$

$$d\bar{\boldsymbol{B}} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\bar{\boldsymbol{l}}\times\hat{\boldsymbol{r}}}{r^2}$$

Campo magnético total en cualquier punto del espacio debido a la corriente en un circuito completo, se integra la ecuación con respecto a todos los segmentos que conduzcan corriente:

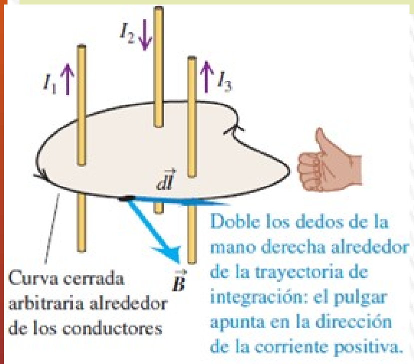
$$\bar{\boldsymbol{B}} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\frac{Id\boldsymbol{l}\times\hat{\boldsymbol{r}}}{r^2}$$

Ley de Biot y Savart: J.B.Biot (1774-1862) y F. Savart (1791-1841) que llegaron a esta expresión que da el valor del campo magnético en algún punto del espacio, en función de la corriente que lo produce.

Un enfoque más fundamental de los campos magnéticos hace uso de una ley que aprovecha la simetría presente en ciertos problemas para simplificar el cálculo de B. Esta ley se considera más fundamental que la ley de Biot-Savart y conduce a otra de las cuatro ecuaciones fundamentales del electromagnetismo (o de Maxwell).

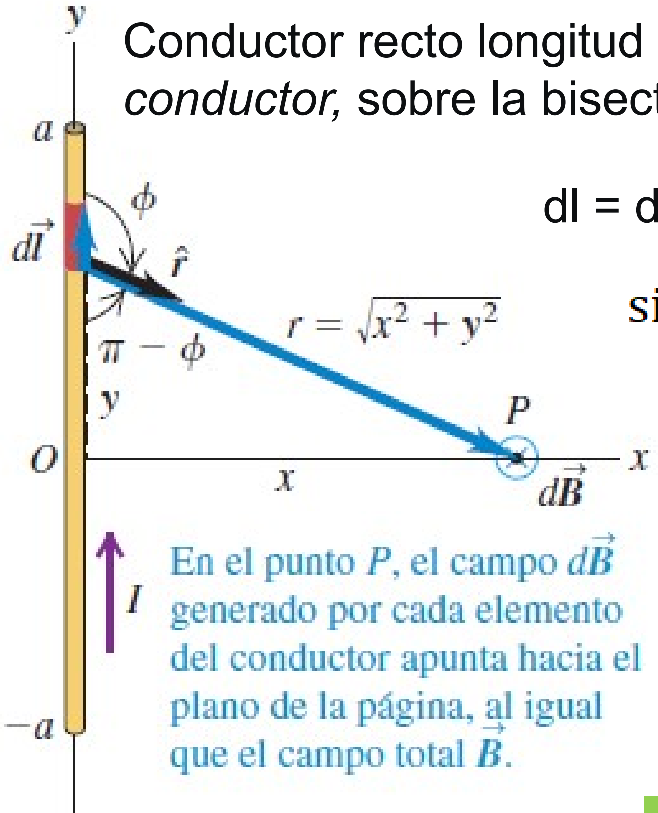
Este nuevo resultado es lo que constituye la ***ley de Ampere:***

$$\oint \bar{\boldsymbol{B}}\cdot d\bar{\boldsymbol{l}} = \mu_0 I_{enc}$$



Expresa que la integral de línea de ***B***.d***l*** *alrededor de cualquier trayectoria cerrada* es igual $\mu_0 I_{enc}$, *donde* I_{enc} *es la corriente estable total* a través de cualquier superficie acotada por la trayectoria cerrada.

Campo magnético de un conductor recto que transporta corriente



En el punto P, el campo $d\vec{B}$ generado por cada elemento del conductor apunta hacia el plano de la página, al igual que el campo total $\vec{B}$.

Conductor recto longitud *2a con* corriente *I, campo en punto a distancia x del conductor,* sobre la bisectriz perpendicular.

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\ \sin\phi}{r^2}$$

dl = dy $\quad r = \sqrt{x^2 + y^2}$

$$\sin\phi = \sin(\pi - \phi) = \frac{x}{r} = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

Por la regla de la mano derecha se tiene que

$d\bar{\mathbf{l}} \times \hat{\mathbf{r}}$ es perpendicular y entrante al plano de la figura

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idy}{x^2 + y^2}\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{xIdy}{(x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int_{-a}^{a}\frac{xdy}{(x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{2a}{x\sqrt{x^2 + a^2}}$$

$si\ a \gg x\quad entonces{:}\sqrt{x^2 + a^2} \approx a$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}$$

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

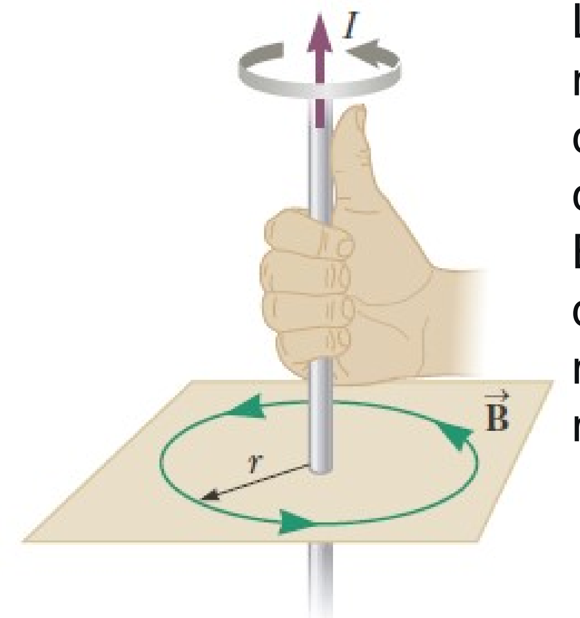
Si a→∞ hay simetría respecto al eje *y, B* tiene la misma *magnitud en todos los puntos de un círculo de radio r con centro en el conductor* y que se encuentre en un plano perpendicular a él, y la *dirección de debe ser* tangente en cualquier parte del círculo.

Campo magnético de un conductor recto que transporta corriente

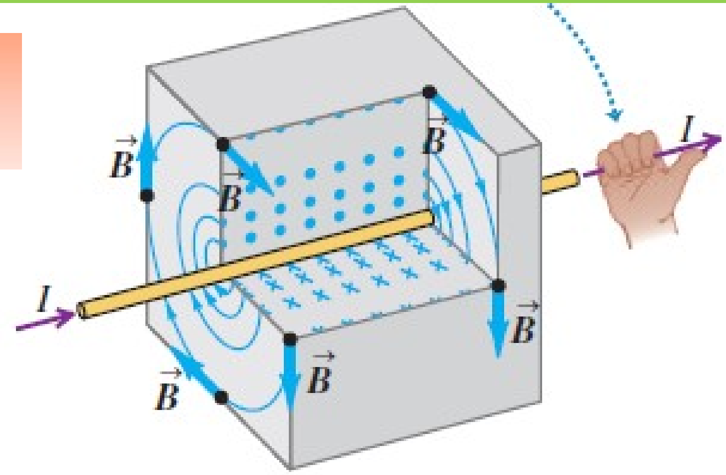
$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

Campo cerca de un conductor largo y recto portador de corriente

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} = \left(2{,}00 \times 10^{-7}\ \frac{T.m}{A}\right)\frac{I}{r}$$



Las líneas de campo magnético son circunferencias concéntricas al alambre. El sentido del campo está dado por la regla de la mano derecha, como se muestra en la figura.



ATENCIÓN: Si bien este resultado es exacto sólo si la longitud del alambre es infinito, se puede usar como buena aproximación cuando la distancia donde se calcula el campo es mucho menor que la longitud del alambre y se desprecian los efectos de borde.

Campo magnético de un conductor recto que transporta corriente

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idy}{x^2+y^2}\frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{xIdy}{(x^2+y^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int_{-a}^{a}\frac{xdy}{(x^2+y^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Para resolver esta primitiva podemos recurrir a una tabla de integrales, por ejemplo Manual Bronshtein

Notación: $X = x^2 + a^2$

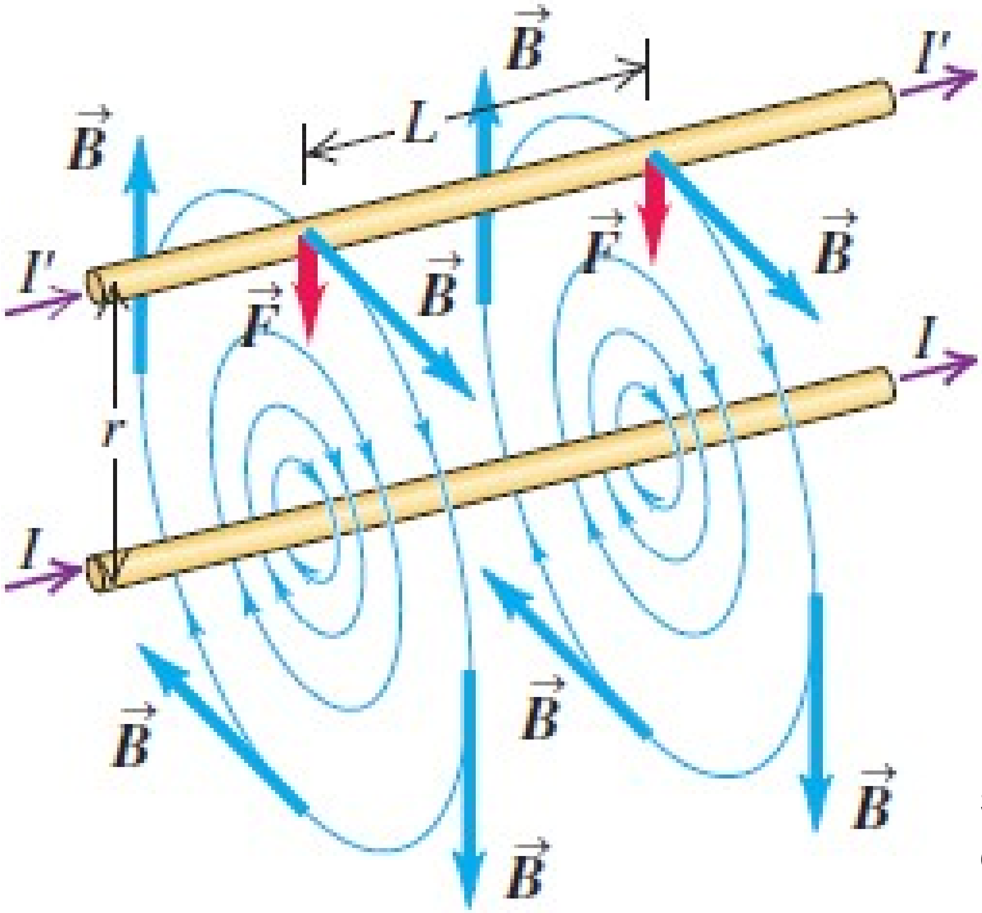
206) $\int \frac{dx}{\sqrt{X^3}} = \frac{x}{a^2\sqrt{X}}$.

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{xy}{x^2\sqrt{x^2+y^2}}\Bigg|_{-a}^{a}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{(a+a)}{x\sqrt{x^2+a^2}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{2a}{x\sqrt{x^2+a^2}}$$

$$\boxed{B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{2a}{x\sqrt{x^2+a^2}}}$$

Fuerza entre dos conductores paralelos



Dos conductores largos, rectos y paralelos, separados una distancia *r con corrientes I e I' en el* mismo sentido.

Cada conductor se encuentra en el campo magnético producido por el otro, por lo que cada uno experimenta una fuerza.

El conductor inferior produce un campo en la posición del conductor de arriba dado por:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

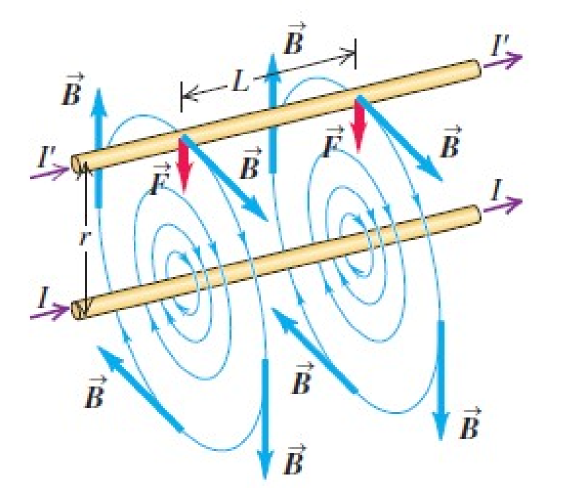
Un segmento del conductor superior experimenta una fuerza dada por: F=BI'L

$$F = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} I' L$$

La fuerza por unidad de longitud vale:

$$\frac{F}{L} = \frac{\mu_0 I I'}{2\pi r}$$

Fuerza entre dos conductores paralelos



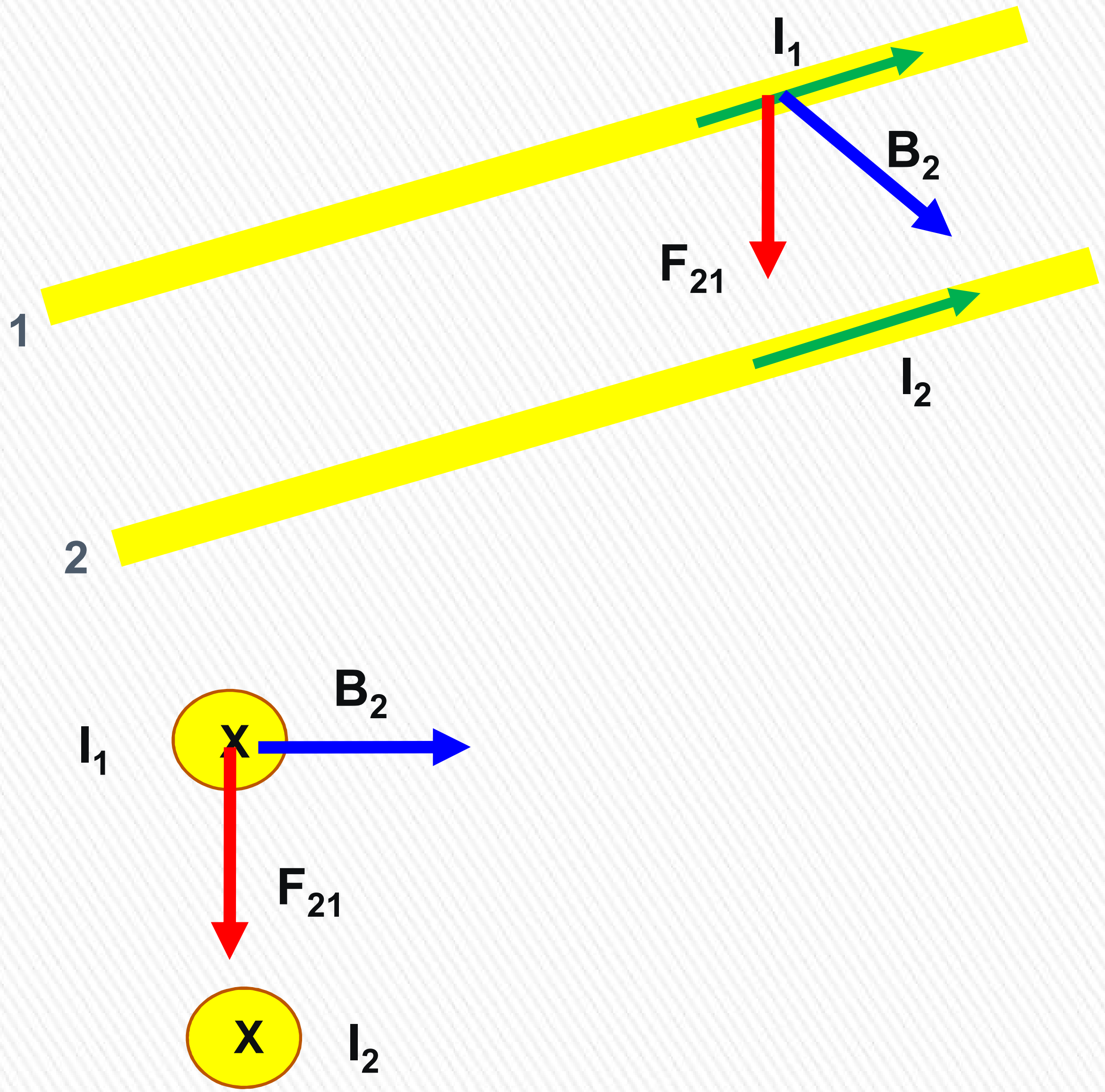
$$\frac{F}{L} = \frac{\mu_0 I I'}{2\pi r}$$

Regla de la mano derecha: fuerza sobre conductor superior dirigida *hacia abajo (atraída hacia el inferior).*

La corriente en el conductor *superior también origina un campo en la posición del inferior.*
Operando en forma similar, se puede ver que la fuerza sobre el conductor inferior va *hacia arriba, y tiene igual magnitud de F/L.*
Dos conductores paralelos que transportan corriente en el mismo sentido se atraen uno al otro.
Si se invierte el sentido de cualquiera de las corrientes, las fuerzas también se invierten. *Dos conductores paralelos que transportan corriente en sentidos opuestos se repelen entre sí.*

Conductores paralelos que llevan corrientes en un mismo sentido se atraen, conductores paralelos que llevan corrientes en sentidos opuestos se repelen.

Fuerza entre dos conductores paralelos



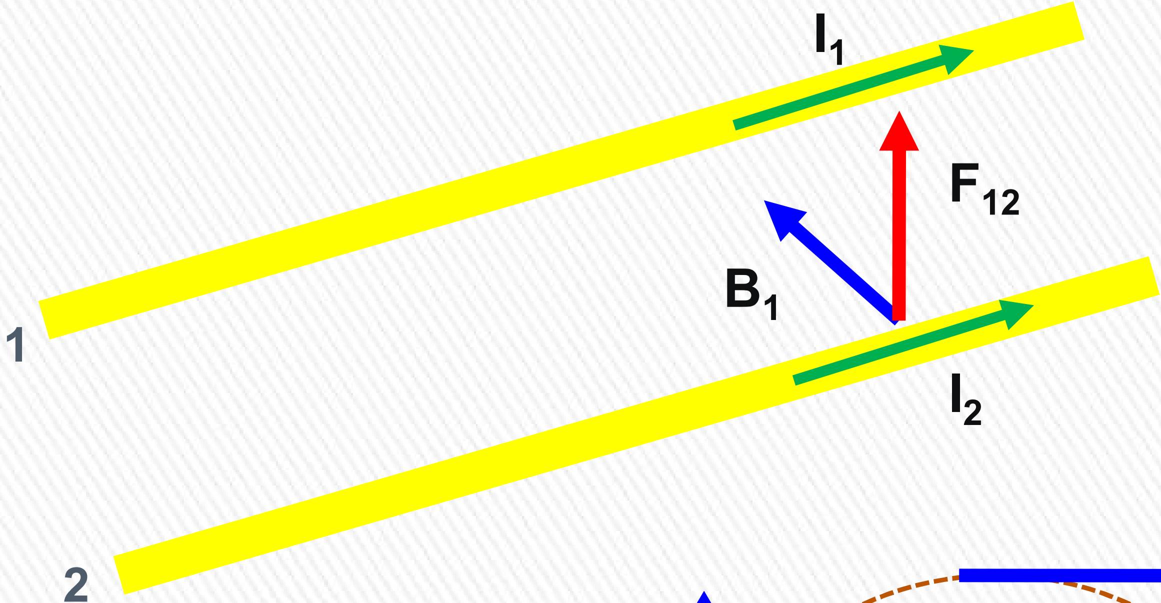
$$B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi r}$$

$$F_{21} = B_2 I_1 L$$

$$F_{21} = \frac{\mu_0 I_2 I_1 L}{2\pi r}$$

$$\frac{F_{21}}{L} = \frac{\mu_0 I_2 I_1}{2\pi r}$$

Fuerza entre dos conductores paralelos

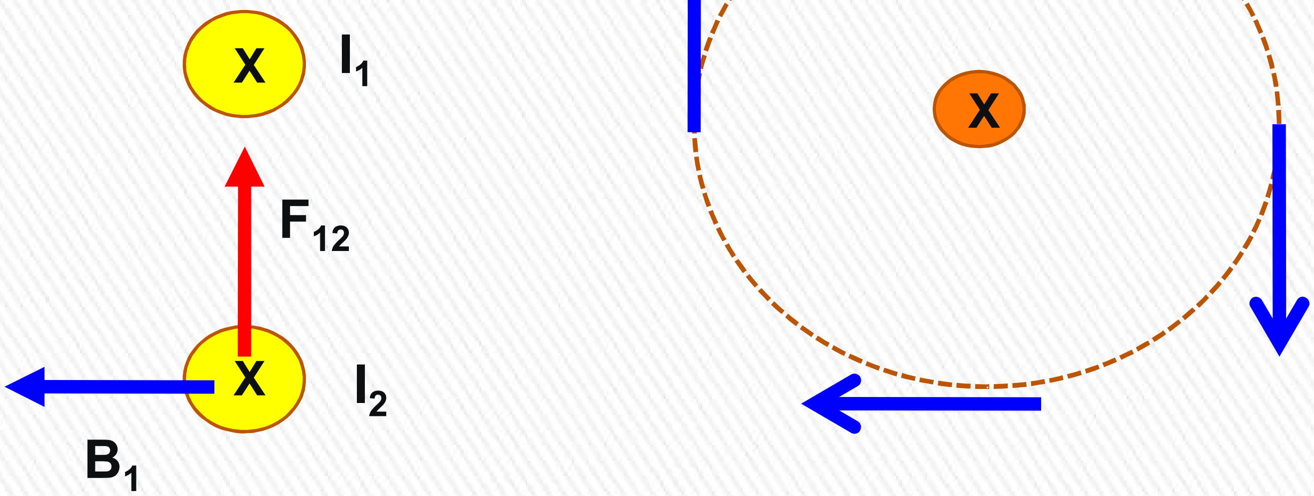


$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r}$$

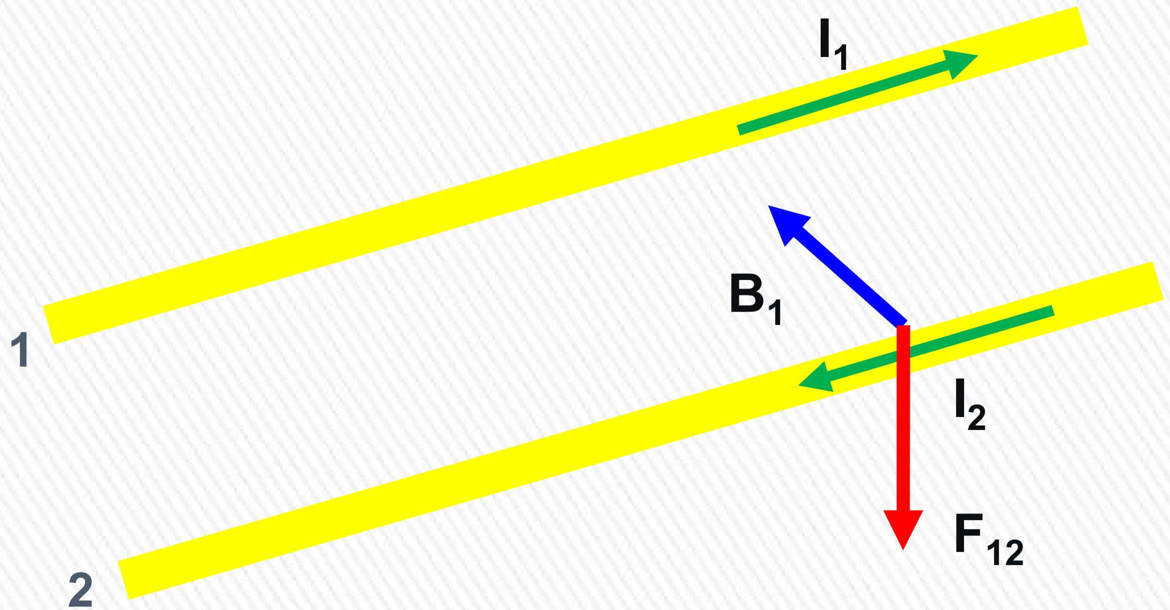
$$F_{12} = B_1\, I_2\, L$$

$$F_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 L}{2\pi r}$$

$$\frac{F_{12}}{L} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r}$$



Fuerza entre dos conductores paralelos

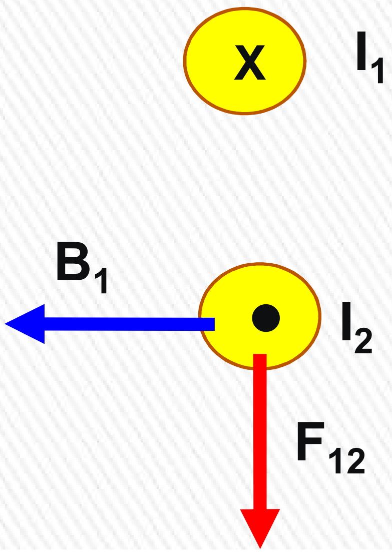


$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r}$$

$$F_{12} = B_1 I_2 L$$

$$F_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 L}{2\pi r}$$

$$\frac{F_{12}}{L} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r}$$



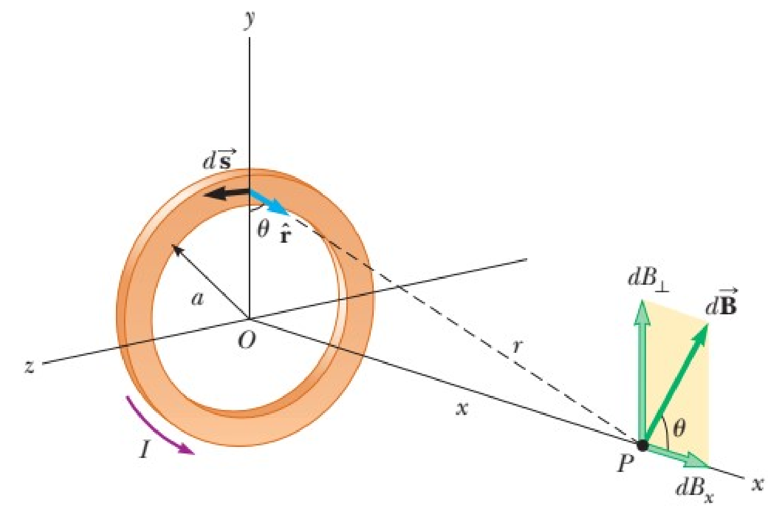
Fuerza entre dos conductores paralelos

Fuerzas magnéticas y la definición de ampere- La atracción o repulsión entre dos conductores rectos, paralelos y portadores de corriente es la base de la definición oficial del **ampere en el SI:**

Si dos alambres largos paralelos, separados 1 m, portan la misma corriente y la fuerza magnética por unidad de longitud sobre cada alambre es 2×10^{-7} N/m, la corriente se define como 1 A.

$$\frac{F}{L} = \frac{\mu_0 I I'}{2\pi r} = 2 \times 10^{-7} \frac{I I'}{r}$$

Campo magnético de una espira circular de corriente

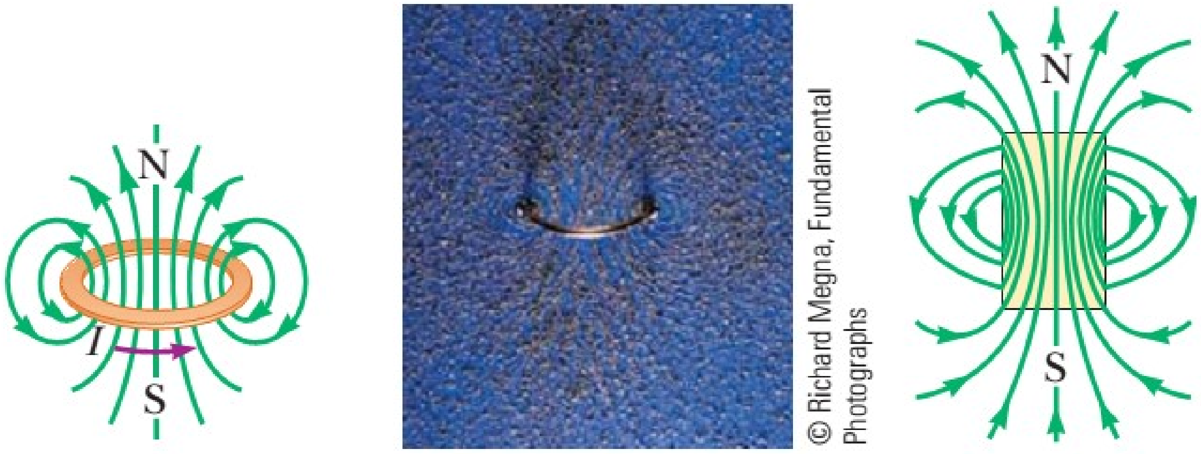


Campo magnético sobre el eje, a una distancia *x* de una espira de radio *a* por el que circula una corriente *I*

$$B_x = \frac{\mu_0 I a^2}{2(x^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}}$$

El campo en el centro (x=0) vale:

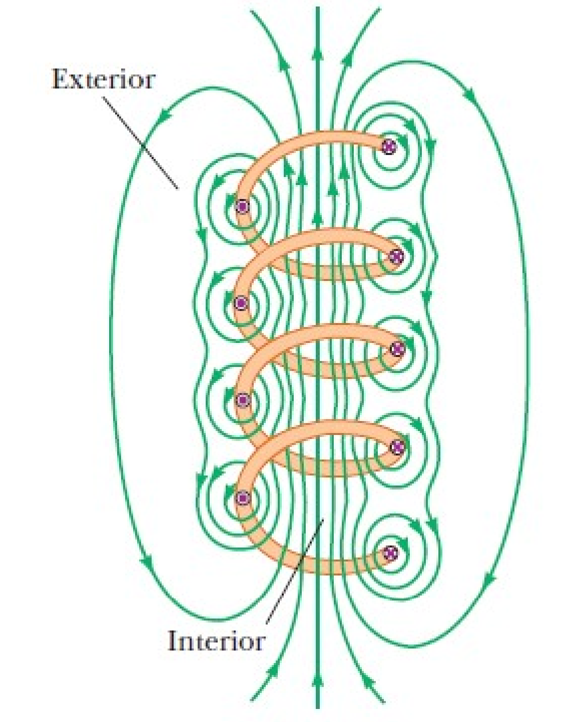
$$B = \frac{\mu_0 I}{2a}$$



a) b) c)

a) Líneas de campo magnético que rodean un lazo de corriente.
b) Líneas de campo magnético que rodean un lazo de corriente, mostradas con limaduras de hierro.
c) Líneas de campo magnético que rodean un imán de barra.
Note la similitud entre este patrón de líneas y el de un lazo de corriente

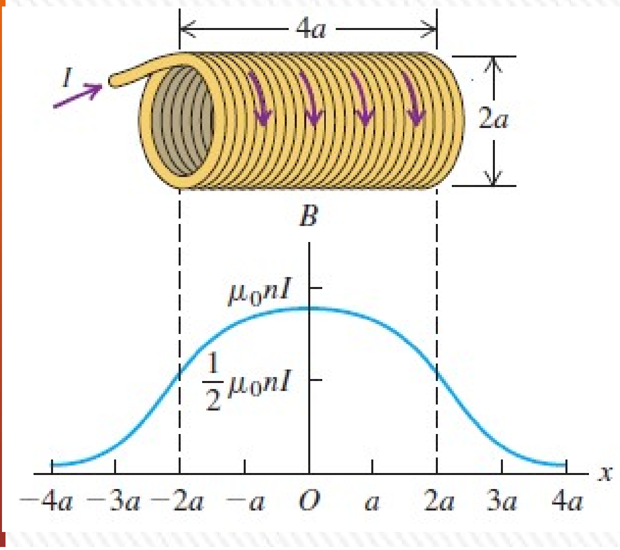
Campo magnético creado por un solenoide



Un solenoide es un alambre largo enrollado en forma de hélice.
Puede producirse un campo magnético bastante uniforme en el *interior del solenoide cuando éste lleva una corriente.*
Si hay poco espacio entre las vueltas, cada una puede tratarse como si fuera una espira circular, y el campo magnético neto es la suma vectorial de los campos que resultan de todas las vueltas.
Para un solenoide largo, con n espiras por unidad de longitud se puede utilizar la siguiente aproximación.
En el interior el campo es uniforme y vale:

$$B = \mu_0 n I = \mu_0 \frac{N}{L} I$$

Y en el exterior: B=0.



Campo magnético de un solenoide real