LAS MATEMÁTICAS NOS INDICARAN QUE TAN ALTO LLEGAREMOS.

Ing. José Felipe Dario Villafuerte Cancino
M. en C. Diana Salomé Vázquez Estrada
Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica Unidad Culhuacan.
email:diana_kyra@hotmail.com, jvillafuerte@ipn.mx Av. Santa Ana No. 1000. Col. San Francisco Culhuacan, C.P. 04430 Coyoacan. Tel.:57-29-60-00 ext. 73040, 73039

Resumen

Cuando se manejan campos magnéticos generados por bobinas o arrollamientos por los cuales es conducida una corriente eléctrica se genera un campo magnético inducido de tal magnitud que al irse incrementando este se genera un campo tal que la fuerza magnética del arrollamiento se contrapone con la del imán que se encuentra alojado dentro del mismo.

Esta fuerza de repulsión es lo suficientemente grande para expulsar al imán.

Palabras clave: Campo magnético, Ley de Ampere

El campo magnético producido por una bobina que produce una fuerza magnética tal que es capaz de expulsar a un imán que es colocado en centro de la misma.

Empleando la Ley de Ampere en su forma integro-diferencial se tiene:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\mathbf{enc}}$$

para una espira.

En la bobina existen un número elevado de espiras por lo cual el campo magnético se refuerza lo que se representa con líneas de fuerza de este.

$$\Sigma n \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\mathbf{enc}}$$

y la intensidad del campo magnético

$$\vec{H}(\rho) = \frac{I_0}{2\pi\rho}\hat{\phi}$$

Necesaria para expulsar al imán depende directamente de corriente e inversamente de la circunferencia de cada espira.

Esto es, básicamente, la ley de Ampère se emplea para el cálculo de los campos magnéticos de determinado circuito dado, atendiendo a ello mediante constantes, por lo que su formula es : Σ BIIΔ l = μ0 ΣI donde ΣI es la corriente neta, Δ l es la distancia recorrida, BII el campo magnético generado y Σ BII ΔI es la suma de ambos, además de que μ0 es igual a 4 π x 10-7 T (teslas) x metro/A (amperes) (T m/A), la constante de permeabilidad en el vacío, de aquel campo será B= μ_0I/ 2πr.

Considerando que:

$\vec{H}$ es el campo magnético,
I_{enc} es la corriente encerrada en la curva *C*,

Y se lee: *LA CIRCULACION DEL CAMPO $\vec{H}$ a lo largo de la curva C es igual al flujo de la densidad de corriente sobre la superficie abierta S, de la cual C es el contorno*.

En presencia de un material magnético en el medio, aparecen campos de magnetización, propios del material, análogamente a los campos de polarización que aparecen en el caso electrostático en presencia de un material dieléctrico en un campo eléctrico.

Definición**:**

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$
$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$$
$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H}$$

donde

$\vec{B}$ es la densidad de flujo magnético,
μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío,
μ_r es la permeabilidad magnética del medio material,
Luego, $\mu = \mu_0\mu_r$ es la permeabilidad magnética total.
$\vec{M}$ es el vector magnetización del material debido al campo magnético.

χ_m es la suceptibilidad magnética del material.

Un caso particular de interés es cuando el medio es el vacío ($\mu = \mu_0$ o sea, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$):

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{enc}}$$

Forma diferencial

A partir del teorema de Stokes, esta ley también se puede expresar de forma diferencial:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}$$

donde $\vec{J}$ es la densidad de corriente que atraviesa el conductor.

Esta misma ley es empleada por Maxwell para definir los elementos componentes del campo electromagnético, de la siguiente forma, dado a que debido a la corriente de desplazamiento y creó una versión generalizada de la ley, incorporándola a las ecuaciones de Maxwell. Este término introducido por Maxwell del campo eléctrico en la superficie.

Forma integral

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} + \frac{d}{dt} \iint_S \vec{D} \cdot d\vec{S}$$

siendo el último término la corriente de desplazamiento.

Forma diferencial

Esta ley también se puede expresar de forma diferencial, para el vacío:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

o para medios materiales:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Hilo Conductor Infinito

Campo magnético creado por un hilo conductor de longitud infinita por el que circula una corriente I_0, en el vacío.

El objetivo es determinar el valor de los campos $\vec{H}$, $\vec{B}$y $\vec{M}$en todo el espacio.

Escribimos la **Ley de Ampère**:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{enc}$$
.

- Utilizamos coordenadas cilíndricas por las características de simetría del sistema.
- Definimos una curva alrededor del conductor. Es conveniente tomar una circunferencia de radio ρ.
- El diferencial de longitud de la curva será entonces $d\vec{l} = dl\hat{\phi} = rd\phi\hat{\phi}$
- Para este caso, la corriente encerrada por la curva es la corriente del conductor: I

$$\oint_{Circ} \vec{H} \cdot \rho \cdot d\phi\hat{\phi} = I_0$$
.

- Como el sistema posee simetría radial (Es indistinguible un punto cualquiera de la circunferencia Cde otro que esté en otro ángulo sobre la misma curva), podemos decir que el campo $\vec{H}$y el radio ρ son independientes de la coordenada ϕ. Por lo tanto pueden salir fuera de la integral. Integramos para toda la circunferencia, desde 0 a 2π.

$$\vec{H} \cdot \rho \cdot \int_0^{2\pi} d\vec{\phi} = I_0$$
.

- La integral que queda no es más que el perímetro de la circunferencia: $2\pi\rho$.
- Despejamos $\vec{H}$y nos queda en función de ρ. La dirección es en $\hat{\phi}$, por la regla de la mano derecha:

$$\vec{H}(\rho) = \frac{I_0}{2\pi\rho}\hat{\phi}$$

- Como estamos trabajando en el vacío, $\mu = \mu_0$, por lo tanto:

$$\vec{B}(\rho) = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi\rho}\hat{\phi}$$

- Y por la misma razón, en ausencia de materiales magnéticos:

$$\vec{M}(\rho) = 0$$

Bibliografía

«Ecuaciones de Maxwell» (en español) (1999 de agosto). Consultado el 15 de enero, 2008.

«Ley de Ampere-Maxwell». Consultado el 20/01/2008.

«Ecuaciones del Electromagnetismo». Consultado el 21/01/2008.

L. D. Landau, E. M. Lifshitz (1980). *The Classical Theory of Fields* (en inglés). Butterworth-Heinemann. ISBN 0-7506-2768-9.