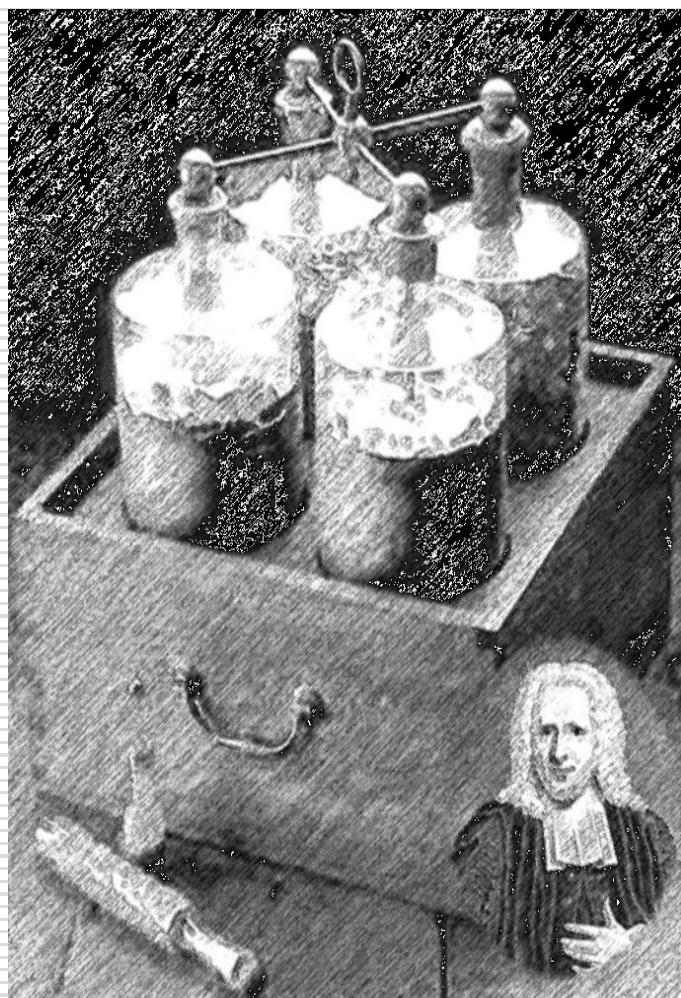




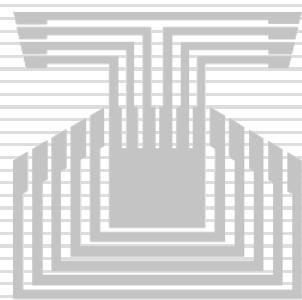
PETRUS VAN MUSSCHENBROEK



El primer condensador, “Botella de Leyden” 1746.



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





PREFACIO

El libro que está por conocer es la recopilación del aporte constante que se realiza dentro del aula de clases en el desarrollo de la asignatura Física II que cursan los estudiantes de las carreras de ingeniería de la UNET.

El desarrollo del libro esta orientado en catorce capítulos siguiendo el programa de estudios de la asignatura, de acuerdo a la malla curricular de los respectivos planes de estudio de la formación básica, de las carreras de ingeniería propias de la universidad.

Cada capítulo está orientado a entregar los conocimientos básicos sobre el tema tratado y el desarrollo de ejemplos que ayudan a aclarar las definiciones y conceptos físicos involucrados. Para la ejercitación de los temas se sugiere desarrollar los ejercicios planteados en las guías de ejercicios anexas a presente libro.

La discusión y aclaración de conceptos está considerada desarrollarla en el transcurso de la clase expositiva en compañía del profesor de teoría y de laboratorio. Por ello la asignatura debería cursarse en paralelo a la asignatura Física II Laboratorio, donde se presentan prácticas orientadas a desarrollar habilidades en el manejo de un problema científico, adquirir técnicas de medida de diversas variables físicas y la presentación de informes técnicos ad-hoc.

En varios de los temas tratados se han insertado direcciones de páginas creadas por los autores y Web externas, con la finalidad de aclarar, profundizar y ejercitar los conocimientos del tema correspondiente. Así



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

mismo se les agradece a aquellos lectores y usuarios de Internet, que puedan aportar con nuevas ideas.

Es compromiso de los autores actualizar y realizar mejoras al texto, en futuras ediciones, por lo que se les agradece de antemano la colaboración a todos aquellos estudiantes y profesores que así lo hagan saber.

Se recomienda a los alumnos estudiar los temas paralelamente al desarrollo de las clases presenciales y desarrollar una cantidad de ejercicios que le permita dominar los conceptos y contenidos involucrados en cada capítulo.

Tenga siempre presente que puede contar con sus profesores para aclarar cualquier duda que tenga, ellas son parte del aprendizaje. Una duda aclarada y discutida, puede ser la clave para el éxito de futuros desafíos.





INDICE

Prefacio	iii
Índice	v
Capítulo 1 Carga y Materia	3
1.1 Otras propiedades físicas de la materia	3
1.2 La electrostática	4
1.3 Las dimensiones del átomo	6
1.4 Teoría atómica de Bohr	8
1.5 Propiedades de las cargas eléctricas	9
1.6 Resumen	12
Capítulo 2 Ley de Coulomb – Campo Eléctrico	17
2.1 Ley de Coulomb	17
2.2 Fuerza sobre una distribución discreta de cargas	18
2.3 Densidades de carga	19
2.4 Fuerzas en distribuciones continuas de carga	19
2.5 El campo eléctrico	20
2.6 Líneas de campo eléctrico	21
2.7 Movimiento de partículas cargadas	23
Capítulo 3 Flujo y Ley de Gauss	27
3.1 Concepto de flujo	27
3.2 La ley de Gauss	29



Capítulo 4 Potencial Eléctrico	35
4.1 Potencial eléctrico	35
4.2 Aplicaciones de potencial eléctrico	36
Capítulo 5 Condensadores	41
5.1 Condensadores	41
5.2 Asociación de condensadores en serie	43
5.3 Asociación de condensadores en paralelo	44
5.4 Energía almacenada en un condensador	44
5.5 Condensadores con dieléctrico	45
Capítulo 6 Corriente y Resistencia Eléctrica	49
6.1 Corriente eléctrica	49
6.2 Ley de ohm y resistencia eléctrica	51
6.3 Energía eléctrica y potencia	53
Capítulo 7 Circuitos de Corriente Continua	57
7.1 Introducción	57
7.2 Fuerza electromotriz	57
7.3 Conexión de resistencias en serie	59
7.4 Conexión de resistencias en paralelo	60
7.5 Leyes de Kirchhoff	61
Capítulo 8 Circuito RC	67
8.1 Carga de un condensador	67
8.2 Descarga del condensador	69



Capítulo 9 Campo Magnético	73
9.1 Introducción	73
9.2 Definición y propiedades de un campo magnético	75
9.3 Fuerza magnética sobre un conductor que conduce una corriente	80
9.4 Fuerza y torque sobre una espira con corriente en un campo magnético uniforme	83
9.5 Movimiento de una partícula cargada en un campo magnético uniforme	85
Capítulo 10 Fuentes de Campo Magnético	91
10.1 Introducción	91
10.2 Ley de Biot-Savart	91
10.3 Ley de Ampère	96
10.4 Fuerza magnética entre dos conductores paralelos	103
10.5 Definición del Ampère	105
10.6 Definición del Coulomb	105
Capítulo 11 Ley de Inducción Electromagnética	109
11.1 Introducción	109
11.2 Ley de Faraday - Lenz	109
Capítulo 12 Autoinducción	121
12.1 Autoinducción	121
12.2 Inducción mutua	124
12.3 Aplicaciones de inducción	125
12.4 Circuito RL y energía magnética	126

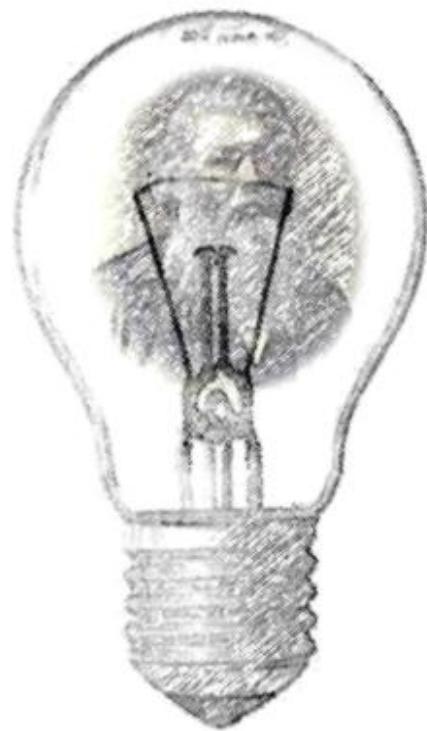


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

Capítulo 13 Corriente Alterna	133
13.1 Introducción	133
13.2 Corriente alterna	134
13.3 Circuito R en C. A.	136
13.4 Valores eficaces en C. A.	137
13.5 Circuito L en C. A.	138
13.6 Circuito C en C. A.	140
13.7 Circuito LRC en C. A.	142
13.8 Fasores en un circuito LRC de C. A.	144
13.9 Resonancia en un circuito LRC de C. A.	145
Anexos	149
Constantes fundamentales	151
Sistema Internacional de Magnitudes (ISQ)	155
Unidades fundamentales	155
Unidades derivadas con nombre	156
Unidades derivadas sin nombre	157
Prefijos del sistema internacional de magnitudes	158



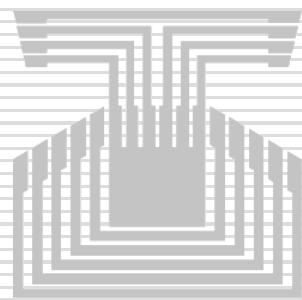
FÍSICA II



Sir Joseph Wilson Swan,
Inglaterra 1878



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





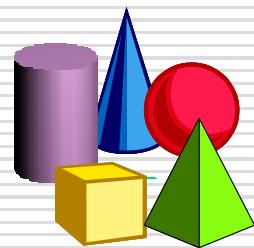
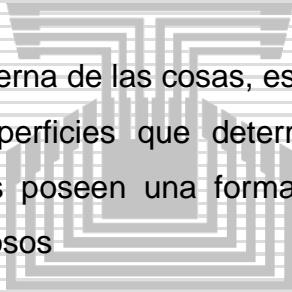
CAPITULO 1

CARGA Y MATERIA

1.1 OTRAS PROPIEDADES FÍSICAS DE LA MATERIA

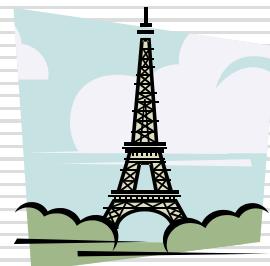
Además de las propiedades físicas de la materia, temperatura, masa, color, etc. estudiadas anteriormente, la materia posee otras propiedades físicas entre las cuales en este apartado destacaremos, **la forma, la simetría y la carga eléctrica**

La forma es la apariencia externa de las cosas, es decir, es el conjunto de líneas y superficies que determinan su contorno. Todos los cuerpos poseen una forma definida sean sólidos, líquidos o gaseosos

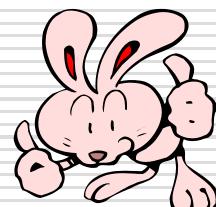


Existe un conjunto de formas físicas básicas que nos permiten generalizar aquellas que son más comunes. Entre estas figuras, se encuentran el cono, el cubo, el cilindro, la pirámide, la esfera y el prisma

La simetría. Puede definirse como la disposición de las distintas partes de un todo de forma ordenada y con mutua correspondencia, que genera una forma proporcionada y equilibrada, es decir, tenemos un exterior armónico que nos hace lucir proporcionados y equilibrados.

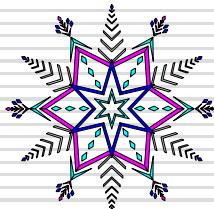


Por ejemplo nuestro cuerpo es simétrico, el lado derecho es igual al lado izquierdo, tenemos un brazo, una pierna, una oreja, etc., a cada lado. El teclado del computador posee todas sus teclas del mismo tamaño o proporcionales entre





sí. El reloj presenta una disposición de las horas sobre una circunferencia segmentada proporcionalmente a los lapsos de tiempo que en ella se señalan.



1.2 LA ELECTROSTÁTICA

La electrostática trata de los fenómenos producidos por las cargas eléctricas, cuya posición relativa permanece constante a lo largo del tiempo. Es una parte de la física que se ocupa de los campos eléctricos y en general de los fenómenos eléctricos sin movimiento de cargas. Además estudia las acciones entre cargas eléctricas fijas en puntos determinados del espacio y las que ejercen éstas en el espacio circundante.

La electrización, su transmisión de un cuerpo a otro, y las propiedades generales de los cuerpos electrizados en equilibrio es el objeto de estudio de la electrostática.

La ley fundamental de la electrostática es la **Ley de Charles Coulomb** descubierta en 1785. Recordemos que una manifestación habitual de la electricidad es la fuerza de atracción o repulsión entre dos cuerpos estacionarios que, de acuerdo con el principio de acción y reacción, ejercen la misma fuerza eléctrica uno sobre otro.

Después que el físico francés enunció la ley que lleva su nombre, se introdujo el **concepto de campo eléctrico** para expresar este hecho,

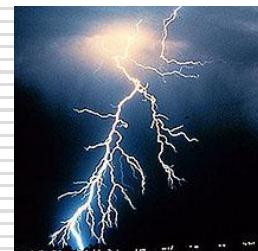


descrito como el efecto que produce en una zona del espacio la presencia de una carga eléctrica.

Tales de Mileto, un filósofo y pensador griego, fue uno de los primeros en detectar la presencia de las **cargas eléctricas**, cuando frotó un trozo de ámbar con seda, observó que el ámbar adquiría la propiedad de atraer cuerpos livianos.

Muchos siglos después se pudo comprobar que **todos los cuerpos materiales están constituidos por átomos que poseen el mismo número de cargas positivas y negativas**. Al frotarlos, ponerlos en contacto con otros cuerpos o simplemente al aproximarlos, el número de cargas negativas de los átomos del cuerpo puede aumentar o disminuir de manera que el cuerpo adquiere carga eléctrica.

Cuando una carga eléctrica se encuentra estacionaria, o estática, produce fuerzas eléctricas sobre las otras cargas situadas en su misma región del espacio; cuando está en movimiento, produce además efectos magnéticos. Este comportamiento puede resumirse diciendo que las cargas del mismo signo se repelen y las cargas de distinto signo se atraen.



El átomo: Es la porción más pequeña de un elemento que mantiene las características de la materia donde fue tomado.

El primero en utilizar este término fue Demócrito, porque creía que todos los elementos deberían estar formados por pequeñas partículas que fueran **INDIVISIBLES**. Átomo, en griego, significa **INDIVISIBLE**. Hoy día se sabe que los átomos no son, como creía Demócrito, indivisibles. De hecho están formados por partículas. Ellas son:

El electrón: partícula elemental con carga eléctrica negativa igual a $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb y masa igual a $9,1 \cdot 10^{-31}$ Kg, que forma parte de los átomos de todos los elementos.



El neutrón: partícula elemental eléctricamente neutra y masa ligeramente superior a la del protón, que forma parte de los átomos de todos los elementos, excepto en el Hidrógeno.

El protón: partícula elemental con carga eléctrica positiva igual a $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb y cuya masa es 1837 veces mayor que la del electrón, que forma parte de los átomos de todos los elementos.

1.3 LAS DIMENSIONES DEL ÁTOMO

Diámetro: No es posible medir el diámetro de un átomo, menos aún el de su núcleo; pero se ha logrado determinar en forma indirecta que el diámetro promedio de un átomo es aproximadamente:

$$0,00000001 \text{ cm} = 1 \times 10^{-8} \text{ cm} = 1 \text{ \AA} = 10 \text{ nm}$$

$$\text{y su núcleo: } 0,000000000001 \text{ cm} = 1 \times 10^{-12} \text{ cm} = 0,0001 \text{ \AA} = 10 \text{ fm}$$

Esta **unidad de medida**, representada como \AA se denomina Angström, es muy útil cuando se trabaja con longitudes tan pequeñas como las de los átomos

Carga: La unidad de carga en el System International (SI) de medida es el Coulomb 1[C], por lo que, la carga eléctrica de un electrón es $-1,6 \cdot 10^{-19}$ [C].

Masa: Tampoco existe una balanza capaz de medir la masa de un solo átomo.

Para facilitar los cálculos se mide la masa de gran cantidad de átomos.

MOL: Cuando en la Tabla Periódica leemos que la masa atómica de un elemento, por ejemplo: el Cobre Cu = 63,54 gr., en ningún caso se trata de la masa de un solo átomo, al igual que en la masa atómica del H = 1,00797 gr o la masa atómica del N = 14,0067 gr



En cualquiera de estas situaciones se está hablando de la masa de un número muy grande de átomos, que es siempre el mismo:

602.000.000.000.000.000.000 o sea: 602.000 trillones = $6,02 \times 10^{23}$

Realmente es un número muy grande, que tiene nombre propio, se llama **NÚMERO DE AVOGADRO**. Luego la masa atómica a la que se hace referencia en la tabla periódica es en consecuencia la masa de un número de Avogadro de átomos, o dicho en términos químicos es la masa de **UN MOL** de átomos del elemento.

Representación de la Distribución de Electrones en un Átomo

Cuando en la tabla periódica se lee que el **Número Atómico** del Sodio (Na) por ejemplo es **A=11**, esto indica el número de electrones que lo forman.

Y están distribuidos en capas o niveles de energía, representados por:

2 - 8 - 1

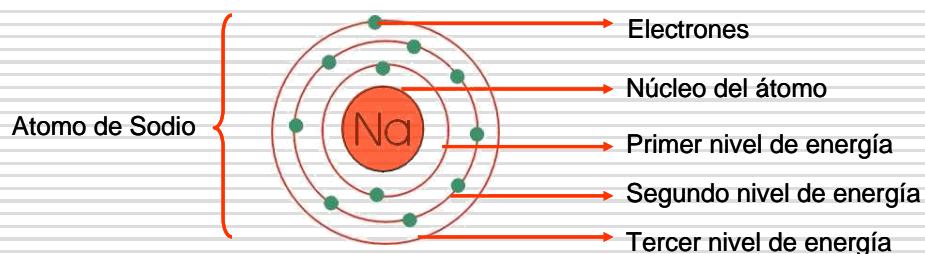
Con ello se quiere decir que en:

el primer nivel tiene 2 electrones

el segundo nivel tiene 8 electrones

y el tercer nivel tiene 1 electrón

Gráficamente se puede representar como muestra la siguiente figura

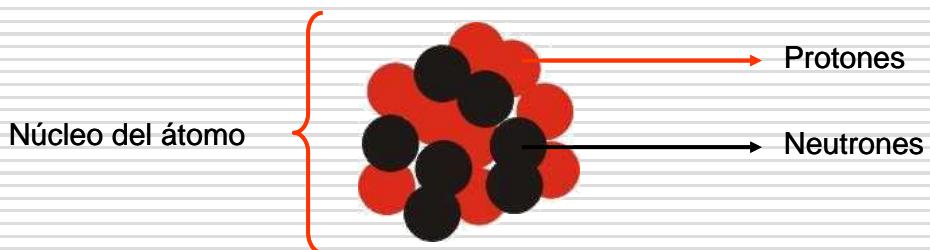


Nota: El primer nivel es el que se encuentra más cercano al núcleo.



Núcleo atómico

Curiosidad: el núcleo ocupa una región del espacio 10.000 veces menor que todo el átomo, sin embargo casi toda la masa de un átomo está concentrada en su núcleo.



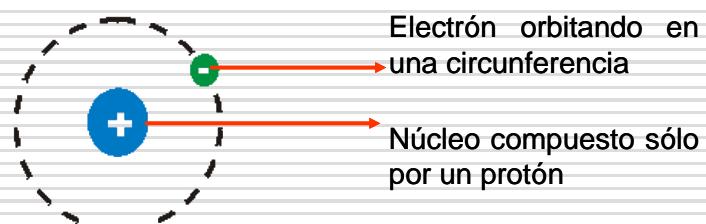
1.4 TEORÍA ATÓMICA DE BOHR

Para realizar su modelo atómico, Bohr utilizó el átomo de hidrógeno.

Describió el átomo de hidrógeno con un protón en el núcleo, y girando a su alrededor un electrón.

En éste modelo los electrones giran en órbitas circulares alrededor del núcleo; ocupando la órbita de menor energía posible, es decir, la órbita más cercana posible al núcleo.

Modelo atómico de Bohr para el Hidrógeno





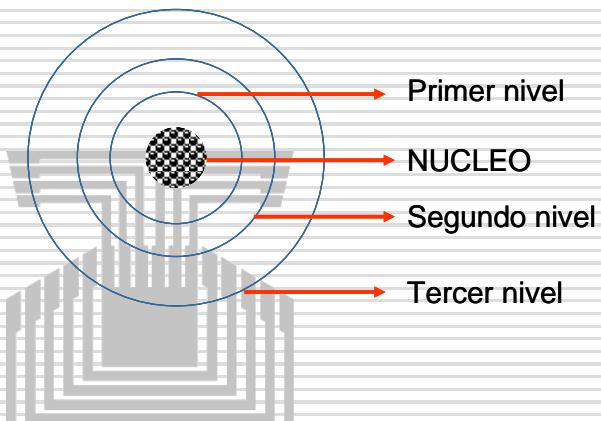
Representación de las Orbitas

Cada nivel energético que identifica a cada una de las órbitas, toma valores desde 1 a 7 (con números enteros), se representa con la letra "n", y recibe el nombre de **Número Cuántico Principal**.

De acuerdo al número cuántico principal, Bohr calculó las distancias a las cuales se hallaba del núcleo cada una de las órbitas permitidas en el átomo de hidrógeno.

n distancia

1	0,53 Å
2	2,12 Å
3	4,76 Å
4	8,46 Å
5	13,22 Å
6	19,05 Å
7	25,93 Å



1.5 PROPIEDADES DE LAS CARGAS ELÉCTRICAS

La carga libre más pequeña que se conoce es **el electrón** ($e = -1,6 \cdot 10^{-19} C$) siendo ésta la carga más pequeña medida experimentalmente hasta ahora. Dicha carga es negativa. La antipartícula del electrón es el positrón, con la misma masa e igual valor de carga, pero positiva.

La otra partícula elemental cargada que interviene en la constitución fundamental de los átomos es **el protón**, cuya carga es positiva y del mismo valor, siendo su masa unas 2000 veces mayor que la del electrón; su antipartícula es el antiproton, con la misma masa e igual valor de carga, pero negativa.

El neutrón aunque se le considera partícula fundamental de los átomos, no posee carga eléctrica neta y su masa es ligeramente mayor que la del protón



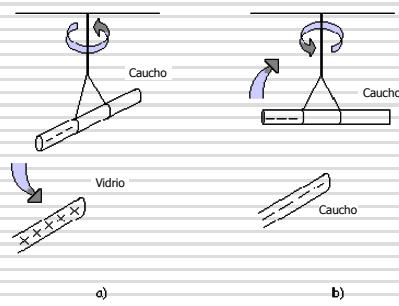
En un sistema aislado la carga se conserva, es decir, la suma de las cargas positivas y negativas no varía, sea cual fuese el proceso en estudio, lo que constituye el **principio de conservación de la carga eléctrica**.

Hasta el momento todas las cargas libres que se han observado son múltiplos enteros, positivos ó negativos, de la carga del electrón, lo que se entiende por **cuantificación de la carga eléctrica**.

Partícula	Masa [Kg]	Carga [C]
Electrón	$9.1 \cdot 10^{-31}$	$-1.6 \cdot 10^{-19}$
Protón	$1.7 \cdot 10^{-27}$	$+1.6 \cdot 10^{-19}$
Neutrón	$1.7 \cdot 10^{-27}$	0

Existen dos clases de cargas en la naturaleza, con la propiedad de:

- cargas de signos contrarios se atraen (a)
- cargas de signos iguales se repelen (b)
- la carga eléctrica siempre se conserva.
- la carga está cuantizada, es decir, existen paquetes discretos que son múltiplos enteros de la carga del electrón. $q = N \cdot e$



Formas de Cargar los Cuerpos

Cuando a un cuerpo se le dota de propiedades eléctricas se dice que ha sido electrizado. **La electrización por frotamiento** permitió, a través de unas cuantas experiencias fundamentales y de una interpretación de las mismas cada vez más completa, sentar las bases de lo que se entiende por electrostática



Si una barra de ámbar (de caucho o de plástico) se frota con un paño de lana, se electriza. Lo mismo sucede si una varilla de vidrio se frota con un paño de seda.

- Aun cuando ambas varillas pueden atraer objetos ligeros, como hilos o trocitos de papel, la propiedad eléctrica adquirida por frotamiento no es equivalente en ambos casos.
- Así, puede observarse que dos barras de ámbar electrizadas se repelen entre sí, y lo mismo sucede en el caso de que ambas sean de vidrio. Sin embargo, la barra de ámbar es capaz de atraer a la de vidrio y viceversa.

Se puede transferir electrones de un material a otro por simple contacto.

Cuando ponemos una barra cargada en contacto con un objeto neutro se transfiere una parte de la carga a éste. Este método de carga se conoce simplemente como **carga por contacto**.

Si el objeto es buen **conductor** la carga se distribuye en toda su superficie porque las cargas iguales se repelen entre sí.

Si se trata de un **mal conductor** puede ser necesario tocar con la barra varias partes del objeto para obtener una distribución de carga más o menos uniforme.

Si acercamos un objeto con carga a una superficie conductora, aún sin contacto físico los electrones se mueven en la superficie conductora.

Para explicarlo mejor podemos poner como ejemplo dos esferas metálicas aisladas A y B, las cuales no tienen carga y se encuentran en contacto, de modo que forman en efecto un solo conductor sin carga.

Posteriormente se acerca una barra con carga negativa a la esfera A. La barra repele los electrones del metal y el exceso de carga negativa se desplaza a la esfera contigua, con lo cual la primera esfera queda con

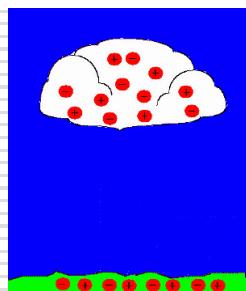
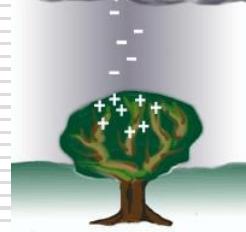


exceso de carga positiva. Al separar ambas esferas estas quedarán cargadas. La carga en ambas esferas ha sido redistribuida por lo que se dice que se han **cargado por inducción**. Por ello la inducción es un proceso de carga de un objeto sin contacto directo.

Cuando permitimos que las cargas salgan de un conductor por contacto, decimos que lo estamos poniendo a tierra.

Durante las tormentas eléctricas se llevan a cabo procesos de carga por inducción. La parte inferior de las nubes, de carga negativa, induce una carga positiva en la superficie terrestre.

Benjamín Franklin fue el primero en demostrar este hecho a través de su famoso experimento de la cometa, que le permitió comprobar que los rayos son un efecto eléctrico. Franklin descubrió también que la carga fluye con facilidad hacia o desde objetos puntiagudos y así se construyó el primer pararrayos.



1.6 RESUMEN

Las cargas eléctricas residen en los átomos, que son las partículas fundamentales de toda materia existente conocida hasta hoy, y se comportan eléctricamente de acuerdo a las siguientes propiedades.

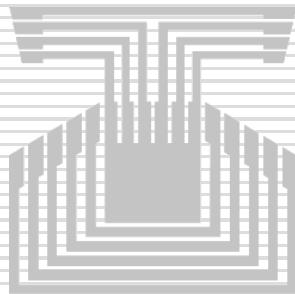
- En un sistema cerrado la carga eléctrica total es constante (Ley de conservación de la carga eléctrica)
- Existen cargas eléctricas de dos signos, positivas y negativas (nombre que reciben por convenio internacional)



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

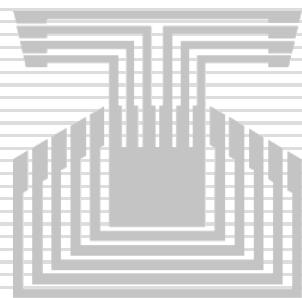
- La carga eléctrica está cuantizada, es decir solo existe en múltiplos enteros de la carga de un electrón (positivas o negativas)
- Las cargas eléctricas de signos contrarios se atraen y las de igual signo se repelen

Nota: La unidad de carga en el System International (SI) de medida es el Coulomb 1[C], por lo que, la carga eléctrica de un electrón es $-1.6 \cdot 10^{-19}$ [C].



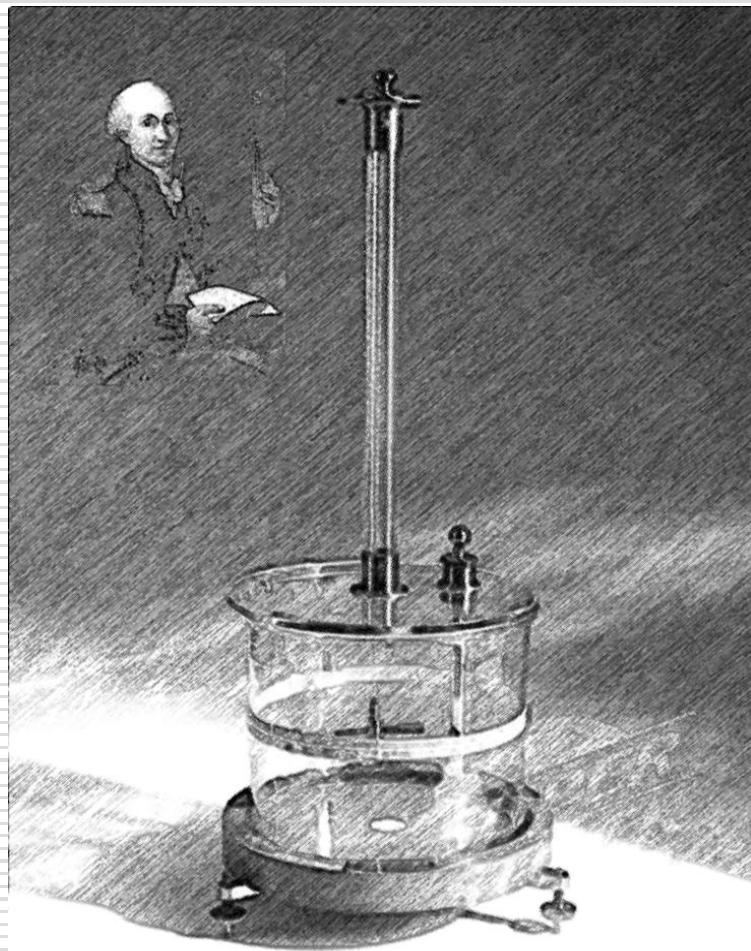


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





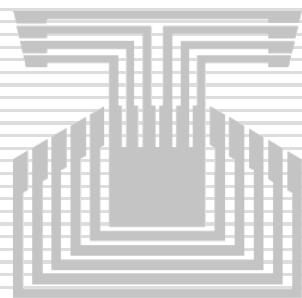
CHARLES COULOMB



Balanza de Torsión de Coulomb, 1872



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 2

Ley de Coulomb – Campo Electrico

2.1 LEY DE COULOMB

Aún cuando los fenómenos electrostáticos fundamentales eran ya conocidos en la época de Charles Coulomb (1736-1806), no se conocía aún la proporción en la que esas fuerzas de atracción y repulsión variaban. Fue este físico francés quien, tras poner a punto un método de medida de fuerzas sensible a pequeñas magnitudes, lo aplicó al estudio de las interacciones entre pequeñas esferas dotadas de carga eléctrica. El resultado final de esta investigación experimental fue la ley que lleva su nombre y que describe las características de las fuerzas de interacción entre cuerpos cargados.

Cuando se consideran dos cuerpos cargados (supuestos puntuales), la intensidad de las fuerzas atractivas o repulsivas que se ejercen entre sí es directamente proporcional al producto de sus cargas e inversamente proporcional al cuadrado de las distancias que las separa, dependiendo además dicha fuerza de la naturaleza del medio que les rodea.

Como fuerzas de interacción, las fuerzas eléctricas se aplican en los respectivos centros de las cargas y están dirigidas a lo largo de la línea que los une.

La Ley de Coulomb establece que la fuerza electrostática \vec{F} entre dos cargas eléctricas puntuales fijas q_1 y q_2 es directamente proporcional al producto de las cargas e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que las separa; que la dirección de la fuerza está sobre la recta que une ambas



cargas y el sentido de dicha fuerza está dado según el signo de ellas, es decir:

$$\vec{F} = k \frac{|q_1||q_2|}{r^2} \hat{r} \quad \text{ec.1}$$

r es la distancia entre las cargas.

\hat{r} es el vector unitario que queda definido por el signo de las cargas y la recta que une ambas cargas.

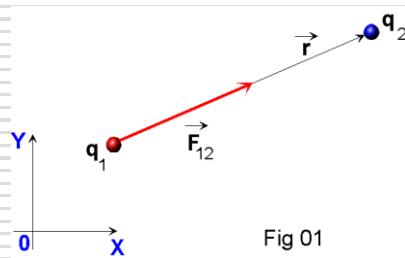


Fig 01

k es una constante de proporcionalidad y en el SI toma el valor

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \approx 9 \cdot 10^9 \left[\frac{\text{Nm}^2}{\text{C}^2} \right]$$

siendo ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío.

2.2 FUERZA SOBRE UNA DISTRIBUCIÓN DISCRETA DE CARGAS

Por medio del principio de superposición, en una distribución discreta de cargas puntuales $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ la fuerza electrostática sobre la partícula de carga puntual q_j , estará dada por la suma vectorial de todas las fuerzas \vec{F}_{ji} originadas por cada una de las cargas q_i , matemáticamente se expresa por:

$$\vec{F}_j = k \sum_{i \neq j}^n \frac{|q_j||q_i|}{r_{ji}^2} \hat{r}_{ji} \quad \text{ec. 2}$$

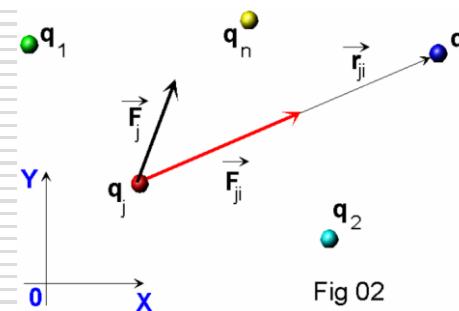


Fig 02



2.3 DENSIDADES DE CARGA

Densidad lineal: Sí la carga esta distribuida sobre una línea, la densidad lineal de carga queda definida por: $\lambda = \frac{dq}{dl}$; donde dq es el elemento de carga contenido en el elemento infinitesimal de longitud dl

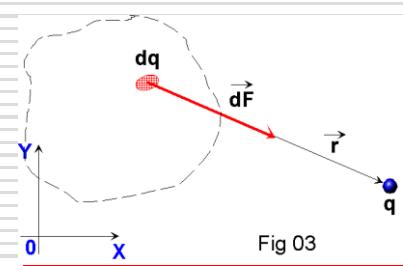
Densidad superficial: Sí la carga esta distribuida sobre una superficie, la densidad superficial de carga queda definida por: $\sigma = \frac{dq}{dA}$; donde dq es el elemento de carga contenido en el elemento infinitesimal de área dA

Densidad volumétrica: Sí la carga esta distribuida sobre un volumen, la densidad volumétrica de carga queda definida por: $\rho = \frac{dq}{dV}$; donde dq es el elemento de carga contenido en el elemento infinitesimal de volumen dV

2.4 FUERZAS EN DISTRIBUCIONES CONTINUAS DE CARGA

En una distribución continua de carga, la fuerza electrostática sobre la partícula, debida a la distribución se expresará por

$$\vec{F} = \int k \frac{q dq \hat{r}}{r^2} \quad \text{ec. 3}$$



donde r es la distancia desde el elemento de carga dq a la partícula



2.5 EL CAMPO ELÉCTRICO

Es la región del espacio que rodea a una carga, donde ésta hace presente su acción (Fig. 04). Para medir la Intensidad del campo eléctrico en un punto de él, se debe colocar, una carga eléctrica positiva tan pequeña como sea posible (carga de prueba q_0), de tal manera de no alterar el campo eléctrico que se desea medir, de esta forma se define la **Intensidad de Campo Eléctrico** en el punto p como el cuociente de la fuerza eléctrica entre las cargas, por unidad de carga, matemáticamente se expresa por

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad \text{ec. 4}$$

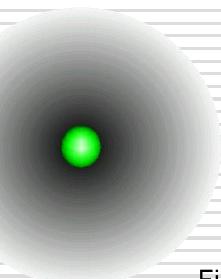


Fig 04

La unidad de medida de la Intensidad de campo eléctrico en el SI es $1 \left[\frac{N}{C} \right]$

Nota: en adelante solo diremos campo eléctrico para referirnos a la Intensidad de campo eléctrico.

Aplicando la ley de Coulomb se pueden obtener diferentes expresiones matemáticas del campo eléctrico en cada configuración particular de carga.

- El campo eléctrico de una carga puntual q medido en un punto p separado una distancia r de dicha carga, queda expresado por:

$$\vec{E} = k \frac{q}{r^2} \hat{r} \quad \text{ec. 5}$$

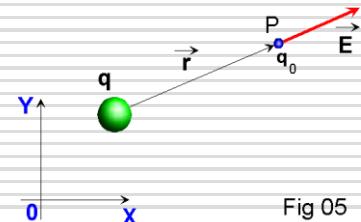


Fig 05



- El campo eléctrico en un punto p debido a una distribución discreta de cargas puntuales $q_1, q_2, q_3, \dots q_n$ queda expresado por:

$$\vec{E} = k \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^2} \hat{r}_i \quad \text{ec. 6}$$

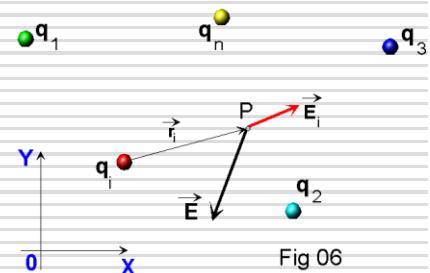


Fig 06

donde r_i es la distancia desde la carga q_i al punto p

- El campo eléctrico en un punto p debido a una distribución continua de carga, queda expresado por:

$$\vec{E} = \int K \frac{dq}{r^2} \hat{r} \quad \text{ec. 7}$$

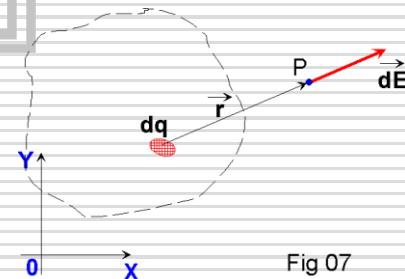


Fig 07

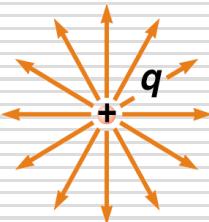
donde r es la distancia del elemento infinitesimal de carga dq al punto p

2.6 LÍNEAS DE CAMPO ELÉCTRICO

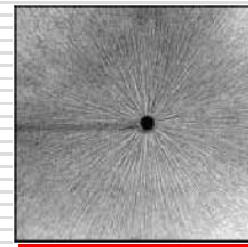
Son una herramienta útil para "visualizar" la forma del campo eléctrico formado en el espacio que rodea a alguna distribución de carga. Se deben tener algunas consideraciones al momento de dibujarlas



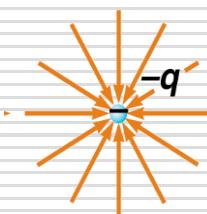
- Las líneas de campo eléctrico son continuas excepto en las fuentes y sumideros
- Las líneas de campo eléctrico no se cortan, ni se cruzan entre sí
- El vector Intensidad de campo eléctrico es siempre tangente a las líneas de campo eléctrico en cada punto
- La densidad de líneas es proporcional a la magnitud de la intensidad del campo eléctrico



Líneas de campo eléctrico para una carga puntual positiva



Líneas de campo eléctrico real para una carga puntual



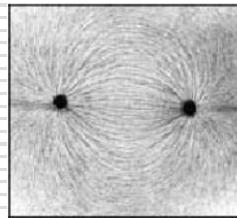
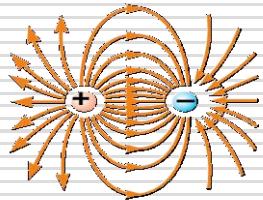
Líneas de campo eléctrico para una carga puntual negativa

Link interesantes de visitar:

<http://www.sociedadelainformacion.com/departfqtobarra/electrico/>

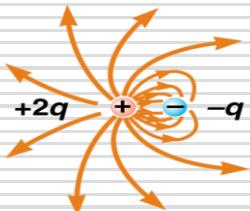
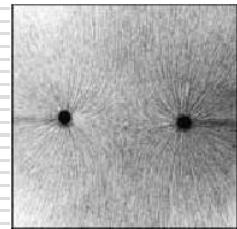
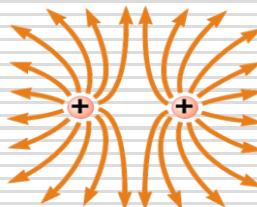
<http://dewey.uab.es/pmarques/pdigital/webs/Fis2B.html>

<http://fem.um.es/Fislets/CD/II4Electromagnetismo/II19CampoElectrico/default.html>

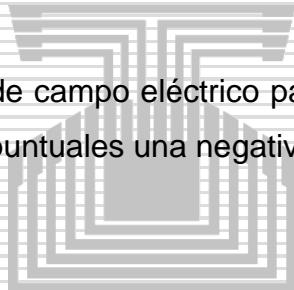


Líneas de campo eléctrico para una distribución de dos cargas puntuales positiva y negativa

Líneas de campo eléctrico para una distribución de dos cargas puntuales positiva



Líneas de campo eléctrico para una distribución de dos cargas puntuales una negativa y otra el doble positiva



2.7 MOVIMIENTO DE PARTÍCULAS CARGADAS

El movimiento de partículas cargadas en un campo eléctrico depende de dos factores, la naturaleza del campo y de la partícula. En primera instancia se considerará que el campo eléctrico es uniforme, es decir, de magnitud y dirección constantes; y respecto de las partículas las supondremos puntuales, de carga y masa constantes.

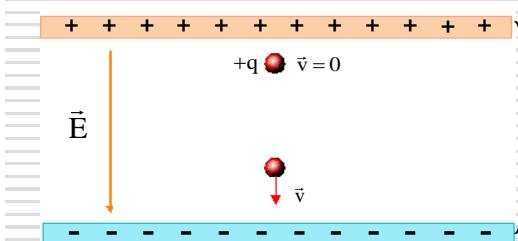
En tal situación si una partícula ingresa o se libera dentro del campo eléctrico esta será acelerada por la presencia de la fuerza eléctrica producto de la interacción entre la carga que origina el campo eléctrico y la partícula en cuestión.



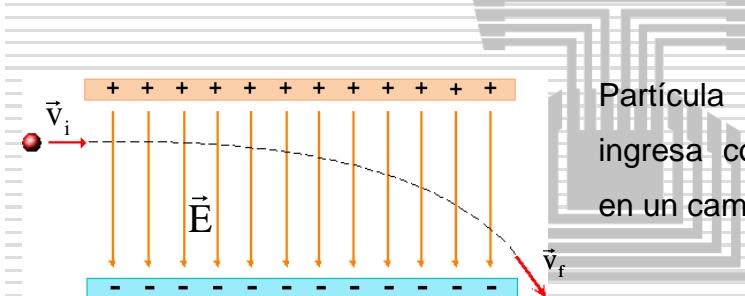
La fuerza eléctrica está dada por la definición del campo eléctrico y la aceleración por la segunda ley de movimiento de Newton, es decir:

$$\left. \begin{array}{l} \vec{F} = q\vec{E} \\ \vec{F} = m\vec{a} \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{a} = \frac{q\vec{E}}{m}$$

ec. 8

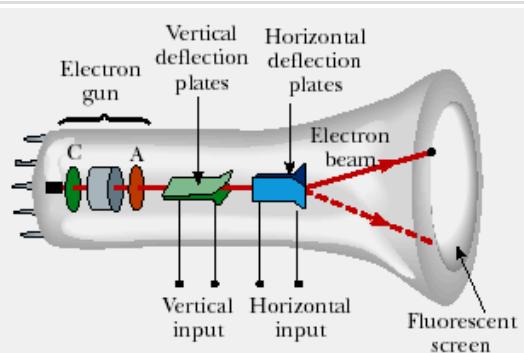


Partícula con carga positiva que se suelta desde el reposo, en un campo eléctrico uniforme



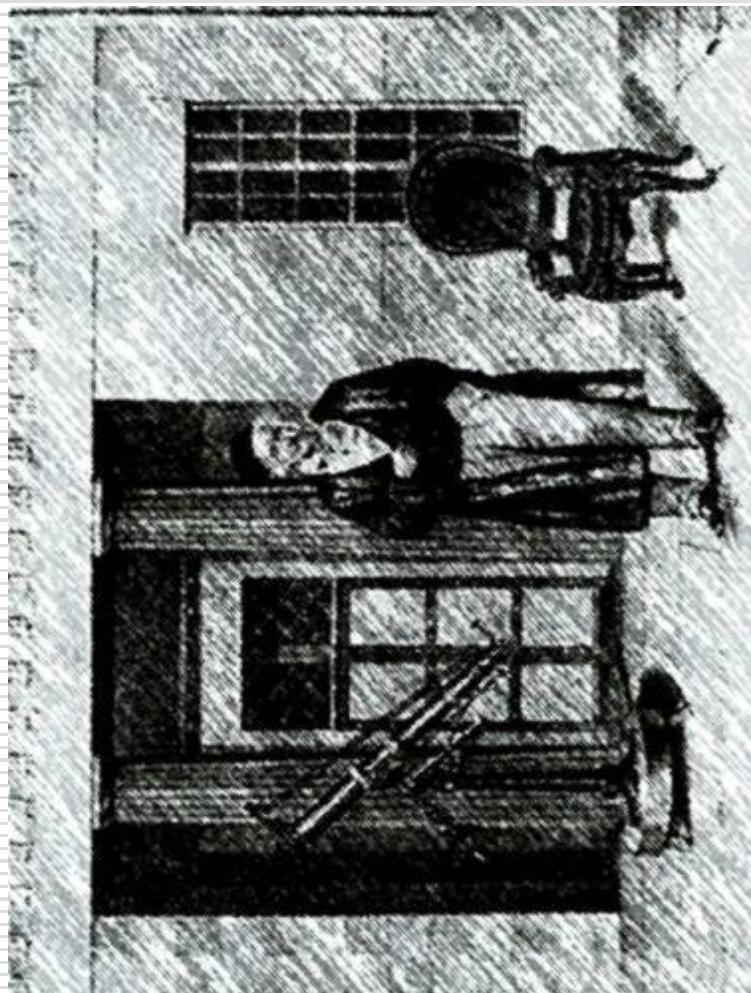
Partícula con carga positiva que ingresa con velocidad perpendicular en un campo eléctrico uniforme

Movimiento de los electrones en un tubo de rayos catódicos





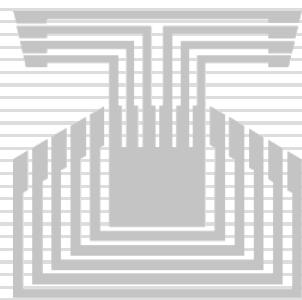
CARL FRIEDRICH GAUSS



Gauss en la Terraza del Observatorio de la Universidad de Gottingen,
Science Photo Library



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 3

Flujo y Ley de Gauss

3.1 CONCEPTO DE FLUJO

En física una magnitud es un campo cuando está definida en todo el espacio.

Si esta magnitud es un escalar (un número), tendremos un campo escalar, si en cambio es un vector, será un campo vectorial, es decir:

En un campo escalar $M = f(x, y, z, t)$ define la magnitud M para cada punto (x, y, z) , para un instante t dado.

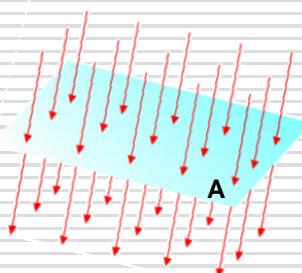
En un campo vectorial $\vec{M} = \vec{f}(x, y, z, t)$ define la magnitud \vec{M} para cada punto (x, y, z) , para un instante t dado.

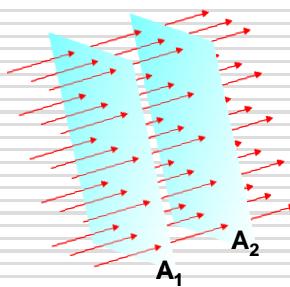
Se define el **flujo de un campo vectorial** como la cantidad de campo que atraviesa cierta área, es decir, un elemento infinitesimal de flujo para la magnitud \vec{M} queda definido por $d\Phi = \vec{M} \cdot d\vec{A}$, por tanto el flujo que atraviesa la superficie A será:

$$\Phi = \int_S \vec{M} \cdot d\vec{A} \quad \text{ec. 9}$$

Donde $d\vec{A}$ es un vector normal al elemento de superficie infinitesimal dA

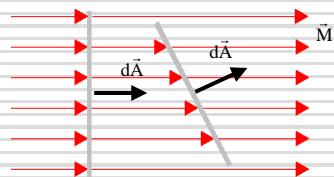
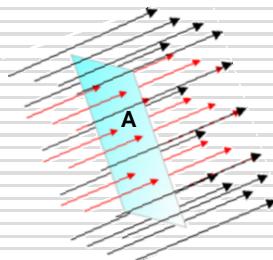
Líneas de un campo uniforme atravesando una superficie abierta A



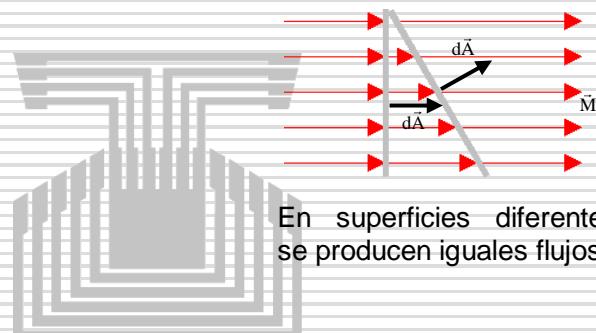


Líneas de un campo uniforme atravesando las superficies abiertas A_1 y A_2

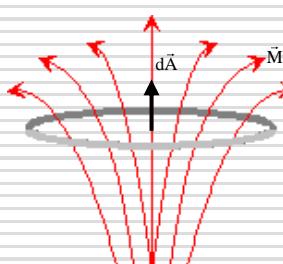
Una superficie abierta A , se encuentra sumergida en un campo uniforme, donde no todas las líneas la atraviesan



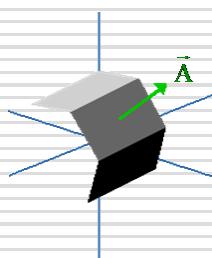
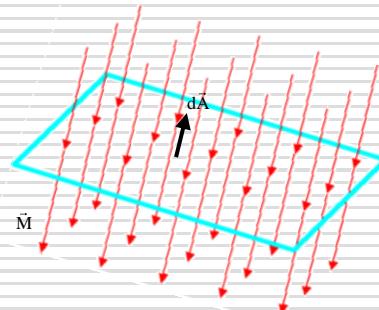
En superficies iguales se producen diferentes flujos



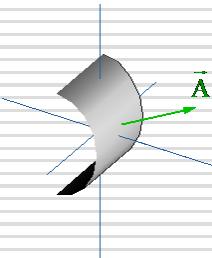
En superficies diferentes se producen iguales flujos



En superficies imaginarias se producen flujos

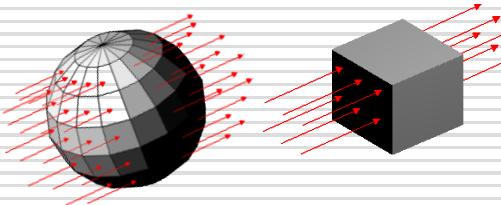


Vectores de superficie o vector normal en el punto elegido





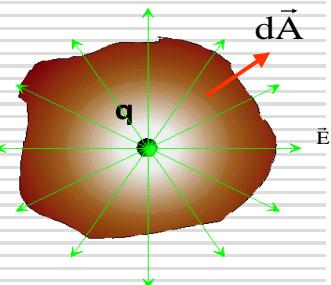
Líneas de un campo uniforme atravesando una superficie cerrada



En ambos casos el flujo neto a través de la superficie cerrada es nulo
Si la fuente o sumidero de campo estuviera encerrado por la superficie, el flujo neto sería no nulo.

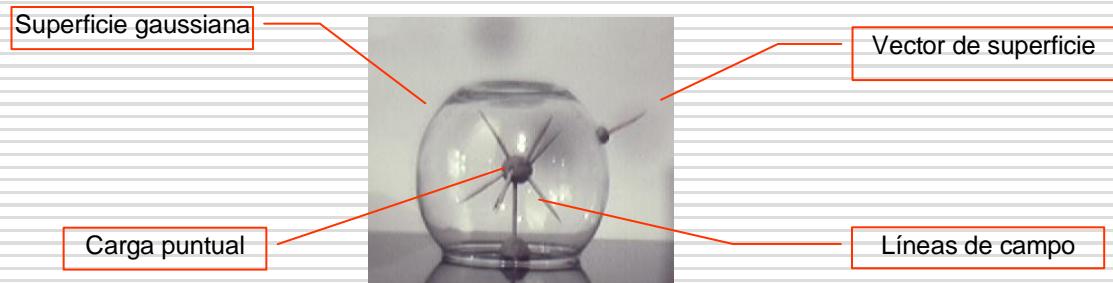
3.2 LA LEY DE GAUSS

Establece que el flujo de campo eléctrico Φ_E que atraviesa una superficie cerrada A es proporcional a la carga neta encerrada $\sum q_{\text{enc}}$ en dicha superficie y la constante de proporcionalidad es el inverso de la permitividad eléctrica donde se encuentran sumergidas las cargas, matemáticamente se tiene para:



Distribuciones discretas de carga

$$\Phi_E = \iint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{\sum q_{\text{enc}}}{\epsilon_0} \quad \text{ec.10}$$

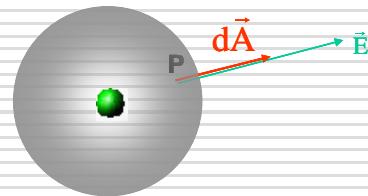




Ejemplo: Determinar la intensidad de campo eléctrico producido por una carga puntual q en un punto P .

$$\phi_E = \iint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_{enc}$$

Ley de Gauss



Se deben evaluar ambos miembros de la igualdad por separado y luego de igualar los resultados parciales para obtener la expresión del campo eléctrico

Primera parte:

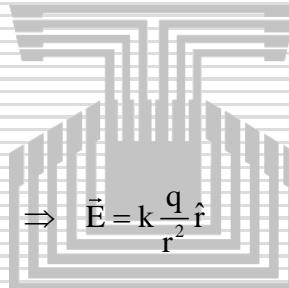
$$\vec{E} \cdot d\vec{A} = E dA \cos 0^\circ, \text{ pero } \vec{E} \perp d\vec{A} \Rightarrow \cos 0^\circ = 1, \Rightarrow \iint_A E dA = E \iint_A dA = E 4\pi r^2$$

Segunda parte:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \sum q_{enc} = \frac{1}{\epsilon_0} q$$

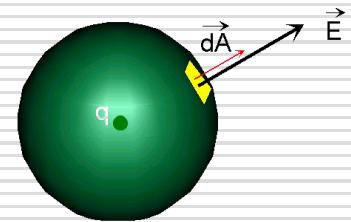
Igualando ambos resultados:

$$E 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} q \Rightarrow E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \Rightarrow \vec{E} = k \frac{q}{r^2} \hat{r}$$



Distribuciones continuas de carga

Si la distribución de carga es continua, la carga neta contenida en el volumen V encerrado por la superficie gaussiana se expresa por $\int_V dq_{enc}$; de tal manera que la ley de Gauss queda expresada por:



$$\phi_E = \iint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{1}{\epsilon} \int_V dq_{enc}$$

ec. 11



Ejemplo: Determinar el campo eléctrico para un alambre infinito, con densidad de carga uniforme.



$$\phi_E = \iint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_v dq_{enc}$$

Primera parte:

$$\phi_E = \iint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int_{A_1} \vec{E} \cdot d\vec{A}_1 + \int_{A_2} \vec{E} \cdot d\vec{A}_2 + \int_{A_3} \vec{E} \cdot d\vec{A}_3$$

$$= \int_{A_1} \vec{E} \cdot d\vec{A}_1 = E \int_{A_1} dA_1 = E 2\pi r h$$

Segunda parte:

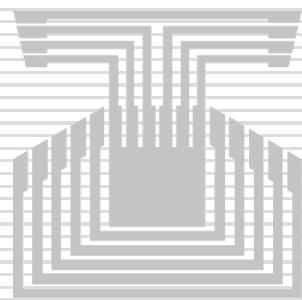
$$\frac{1}{\epsilon_0} \int_v dq_{enc} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_l \lambda dl = \frac{1}{\epsilon_0} \lambda \int_l dl = \frac{1}{\epsilon_0} \lambda L$$

Igualando ambos resultados

$$E 2\pi r L = \frac{1}{\epsilon_0} \lambda L \Rightarrow E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \Rightarrow \vec{E} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} \hat{r}$$

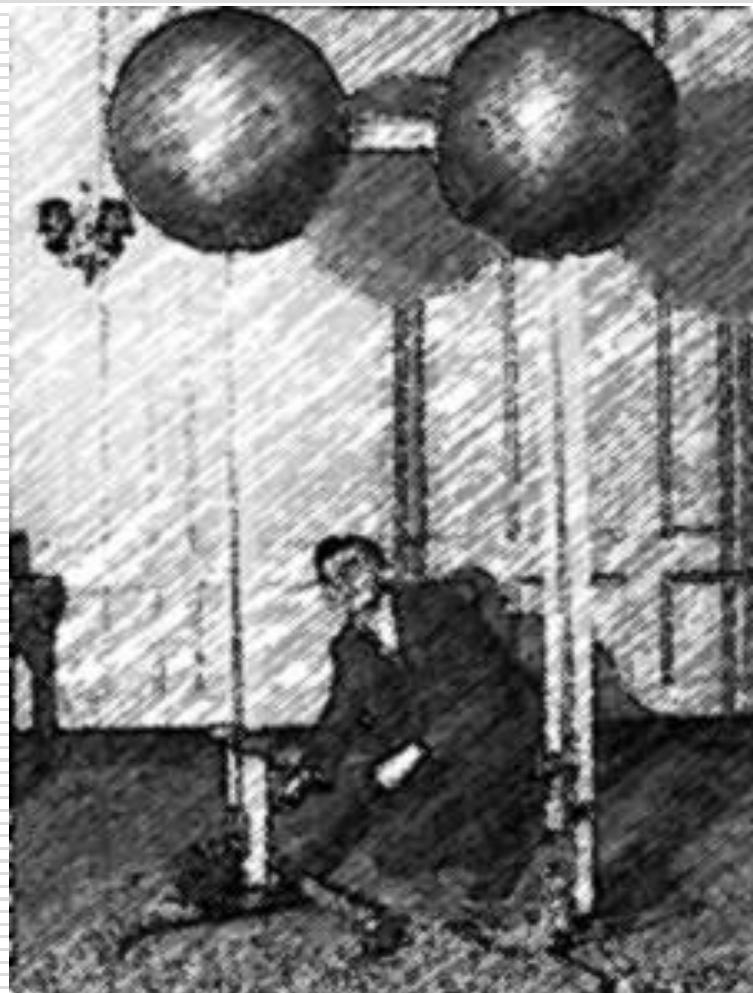


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





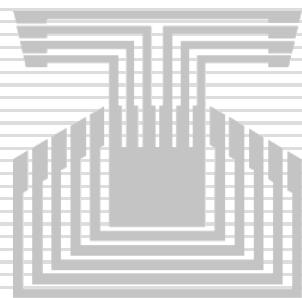
VAN DER GRAFF



Generador Electrostático,
Inventado por Robert J. Van der Graaff en 1929



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II



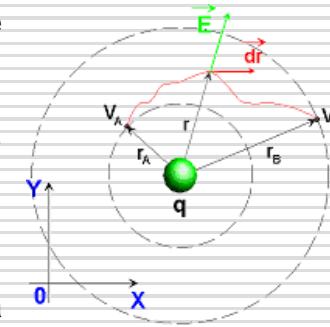


CAPITULO 4

Potencial Eléctrico

4.1 POTENCIAL ELECTRICO

Dado que el campo eléctrico es conservativo se cumple que el trabajo realizado por las fuerzas electrostáticas es igual a menos la variación de la energía potencial electrostática, es decir, cuando una carga de prueba se mueve desde un punto A a un punto B dentro de un campo eléctrico \vec{E} , la variación de energía potencial eléctrica ΔU queda expresada por:



$$\Delta U_E = - \int_A^B q_0 \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad \text{ec. 12}$$

A partir de esta expresión definimos, **la diferencia de potencial eléctrico ΔV** entre los puntos A y B , como la variación de energía potencial eléctrica dividida por la carga de prueba, y queda expresada matemáticamente por:

$$\Delta V = V_B - V_A = - \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad \text{ec.13}$$

Asumiendo que el potencial en un punto muy lejano de las cargas que producen el campo eléctrico en estudio es nulo ($V_\infty = 0$), se define el potencial eléctrico en un punto cualquiera p como:

$$V_p = - \int_{\infty}^P \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad \text{ec.14}$$



Dado que la diferencia de potencial es una medida de la energía potencial por unidad de carga, se define la unidad de medida en el SI como:

$$1[V] = 1 \left[\frac{J}{C} \right]$$

Además se puede observar que tanto las diferencias de potencial y el potencial eléctrico son magnitudes escalares.

Por otra parte se observa que podemos expresar matemáticamente el campo eléctrico en términos del potencial eléctrico. Utilizando el operador ∇ (nabla) se obtiene una relación diferencial entre las dos magnitudes

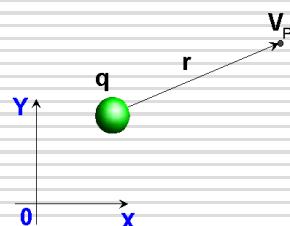
$$\vec{E} = -\nabla V \quad \text{ec. 15}$$

esta expresión establece que el *Campo Eléctrico* es igual a menos el *Gradiente del Potencial Eléctrico*. Es interesante observar que tanto el Campo Eléctrico (magnitud vectorial), como el Potencial Eléctrico (magnitud escalar) describen el espacio que rodea a la carga eléctrica donde ésta hace presente su influencia, o lo que es equivalente decir, que son dos magnitudes canónicamente relacionadas.

4.2 APLICACIONES DE POTENCIAL ELÉCTRICO

Para el caso de una partícula con carga q el potencial eléctrico en un punto P se puede determinar por la Ley de Coulomb y la definición de potencial, es decir:

$$V_p = k \frac{q}{r} \quad \text{ec. 16}$$



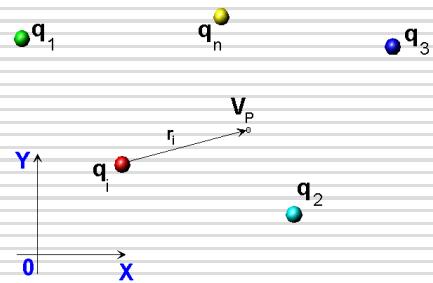


donde r es la distancia desde la carga q al punto p

Distribución discreta de cargas

Para una distribución discreta de cargas puntuales $q_1, q_2, q_3, \dots q_n$ el potencial eléctrico en un punto p queda expresado por:

$$V_p = k \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i} \quad \text{ec.17}$$

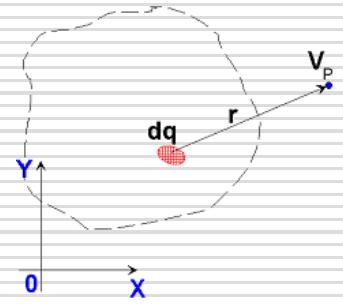
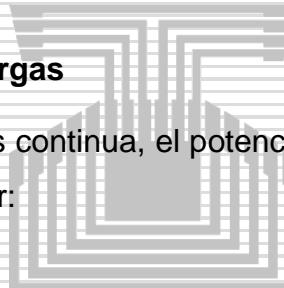


Distribución continua de cargas

Si la distribución de cargas es continua, el potencial eléctrico queda expresado por:

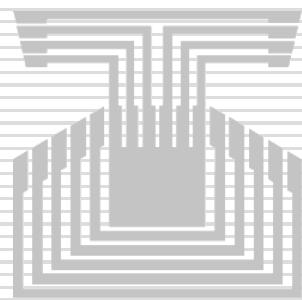
$$V_p = \int k \frac{dq}{r} \quad \text{ec.18}$$

Donde r es la distancia del elemento infinitesimal de carga dq al punto p



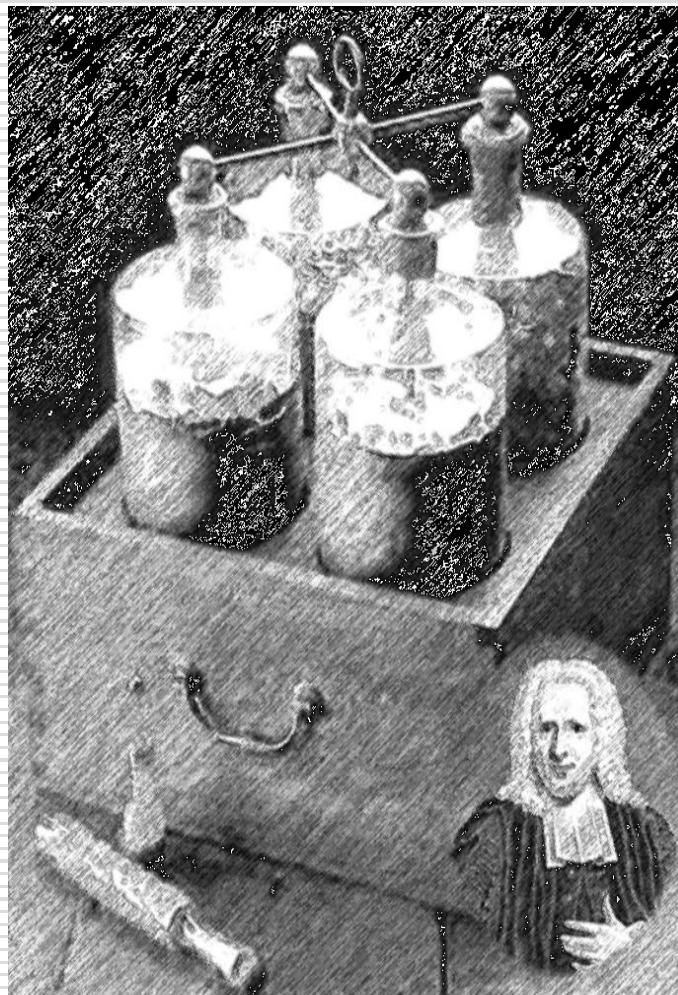


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





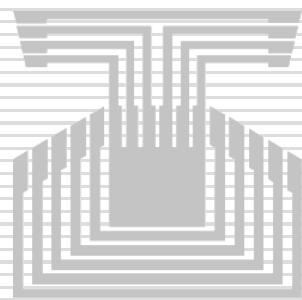
PETRUS VAN MUSSCHENBROEK



El primer condensador, “Botella de Leyden” 1746.



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 5

Condensadores

5.1 CONDENSADORES

Un condensador se define como, un sistema formado por un par de conductores cargados con cargas iguales y opuestas, separados por un dieléctrico y entre los conductores existe una diferencia de potencial.

Se define la Capacidad de un Condensador (C) como el cuociente entre la carga de uno de los conductores dividido por la diferencia de potencial entre ellos, matemáticamente se expresa por:

$$C = \frac{Q}{V} \quad \text{ec.19}$$

Es de observar que si se aumenta la carga almacenada, la diferencia de potencial aumenta, sin embargo, el cuociente Q/V permanece constante, por lo cual la capacitancia es una propiedad del condensador, que indica la capacidad de un condensador de almacenar carga y energía potencial eléctrica.

Por definición la capacidad es una cantidad positiva y la unidad SI de medida es el Farad, dada por:

$$1[F] = 1 \left[\frac{C}{V} \right]$$

Condensador de caras planas paralelas

Si el condensador esta formado por dos placas planas y paralelas conductoras, de área A y separadas una distancia d , lleno con un



dieléctrico de constante κ , en tal caso las densidades de carga superficial son uniformes y de signo contrario ($+\sigma$ y $-\sigma$), donde el módulo del campo eléctrico entre las placas será uniforme ($E = \sigma / \epsilon_0$) y el potencial $V = Ed$, por lo que la capacitancia quedará dada por:

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{Ed} = \frac{Q}{\frac{\sigma}{\epsilon} d} = \frac{Q}{\frac{Qd}{A\epsilon}} = \frac{A\epsilon}{d} \Rightarrow$$
$$C = \kappa \epsilon_0 \frac{A}{d}$$
 ec. 20

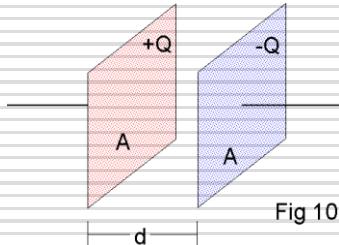


Fig 10

Si el medio dieléctrico es el vacío, en tal caso $\kappa = 1$

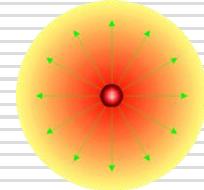
La ecuación demuestra que la capacidad del condensador depende de las características geométricas y del dieléctrico con el que está lleno, es decir, es una propiedad dada por las características de fabricación.

Condensador esférico

Si el condensador está formado por dos esferas concéntricas conductoras, donde una de ellas tiene radio R y carga $+Q$ y la otra un radio muy grande en comparación con la primera ($r \rightarrow \infty$).

Se tiene que el potencial fuera de la esfera conductora de radio R es $Q / 4\pi\epsilon_0 R$, en consecuencia la capacitancia queda expresada por:

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R}} \Rightarrow C = 4\pi\kappa\epsilon_0 R$$



Expresión que demuestra nuevamente que la capacidad del condensador depende de las características de fabricación.



Energía almacenada en un condensador esférico

Dado que entre las placas del condensador existe un campo eléctrico, éste tiene asociado a él una energía potencial eléctrica dU , producto del trabajo que se ha realizado para cargar dicho condensador, en términos de la carga eléctrica acumulada Q y su capacidad C se obtiene para la energía almacenada:

$$\left. \begin{array}{l} dU = V dq \\ V = \frac{Q}{4\pi\epsilon R} \end{array} \right\} \Rightarrow U = \frac{1}{4\pi\epsilon R} \int_0^Q q dq = \frac{Q^2}{8\pi\epsilon R} \Rightarrow U_E = \frac{1}{2} Q V = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$$

ec. 21

Luego la densidad de energía eléctrica por unidad de volumen , acumulada en el condensador será:

$$u = \frac{\epsilon_0 E^2}{2}$$

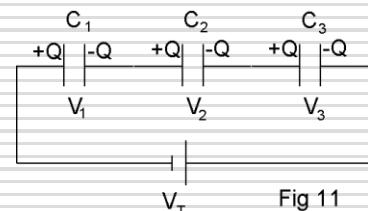
ec. 22

5.2 ASOCIACIÓN DE CONDENSADORES EN SERIE

Si n condensadores se unen en una serie, por inducción la carga en cada condensador es la misma ($Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots = Q_n$) y por conservación de energía la diferencia de potencial de la serie será, la suma de las diferencias de potencial en cada condensador ($V_T = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n$), de esta manera utilizando la definición de capacidad, se puede establecer una capacidad equivalente (C_e) para la serie, donde:

$$\frac{1}{C_e} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \dots + \frac{1}{C_n}$$

ec. 23



esto es equivalente a reemplazar toda la serie de



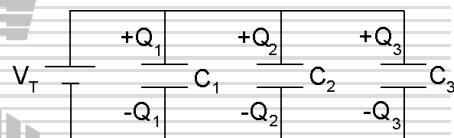
condensadores, por un único condensador de capacidad C_e .

5.3 ASOCIACIÓN DE CONDENSADORES EN PARALELO

Si n condensadores se conectan en paralelo, la diferencia de potencial en cada uno de ellos, será la misma ($V_T = V_1 = V_2 = V_3 = \dots = V_n$) y la carga total de la conexión será la suma de la carga de cada uno de los condensadores ($Q_T = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n$) de esta manera utilizando la definición de capacidad, se puede demostrar que la capacidad equivalente de la conexión (C_e) será:

$$C_e = C_1 + C_2 + C_3 + \dots + C_n$$

ec. 24



esto es equivalente a reemplazar toda la conexión de condensadores, por un único condensador de capacidad C_e .

Fig 12

5.4 ENERGÍA ALMACENADA EN UN CONDENSADOR

Si q es la carga en el condensador en un instante de tiempo durante el proceso de carga; en ese momento la diferencia de potencial es $V = q/C$, por consiguiente el trabajo necesario para transferir una carga dq de la placa de menor potencial ($-q$) a la placa de mayor potencial ($+q$) es:

$$dW = Vdq = \frac{q}{C} dq$$

Por lo que el trabajo necesario para cargar el condensador desde un valor cero de carga hasta un valor Q será:



$$W = \int_0^Q \frac{q}{C} dq = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$$

Pero el trabajo realizado para cargar el condensador puede considerarse como la energía potencial eléctrica almacenada en el condensador, que en términos de la carga eléctrica acumulada y su capacidad puede expresarse matemáticamente por:

$$U_E = \frac{Q^2}{2C} = \frac{QV}{2} = \frac{CV^2}{2} \quad \text{ec.25}$$

5.5 CONDENSADORES CON DIELÉCTRICO

La diferencia de potencial en un condensador inicialmente cargado con carga Q_0 y capacidad C_0 , en ausencia de dieléctrico, será V_0 . Al introducir el dieléctrico entre las placas del condensador, la diferencia de potencial V disminuirá en un factor κ , es decir, $V = \kappa V_0$; así $V < V_0$, y se obtiene $\kappa > 1$.

Dado que la carga en el condensador no ha cambiado, ya que no está conectado a la fuente y ni a ningún medio que disipe su energía almacenada, se tiene:

$$C = \frac{Q_0}{V} = \frac{Q_0}{\frac{V_0}{\kappa}} = \kappa \frac{Q_0}{V_0} \Rightarrow C = \kappa C_0 \quad \text{ec. 26}$$

Resultado que indica que la capacidad del condensador con el dieléctrico incluido es mayor que la capacidad del condensador sin dieléctrico.

El fenómeno de cambio en la capacidad de un condensador por efecto de la inclusión de un dieléctrico en su interior, es consecuencia que el dieléctrico está constituido por moléculas que se orientan por efecto del campo eléctrico

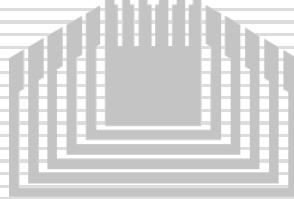


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

externo producido por el condensador cargado. Es decir un material dieléctrico sometido a un campo eléctrico externo a él ($E_0 = \sigma / \epsilon_0$), polariza sus moléculas produciendo en su interior un campo eléctrico ($E_p = \sigma_p / \epsilon_0$) de sentido opuesto al campo eléctrico externo, por lo cual el campo eléctrico total ($E = E_0 / \kappa$) en el condensador con dieléctrico, disminuye y consecuentemente la diferencia de potencial entre las placas del condensador es menor, por lo tanto se obtiene:

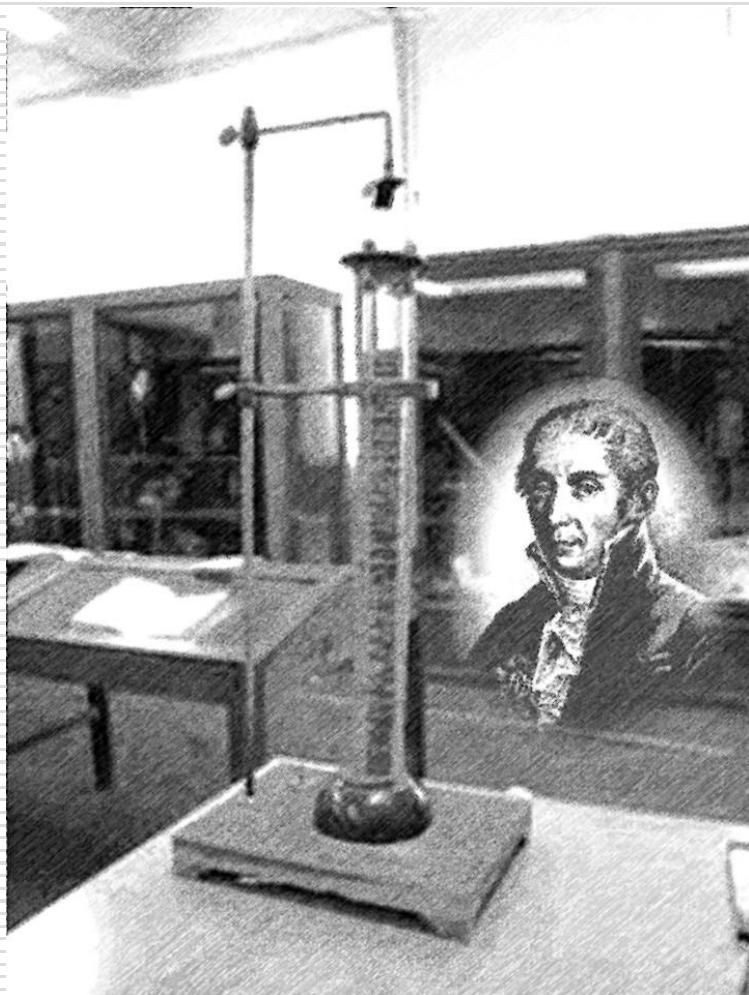
$$E = E_0 - E_p \Rightarrow \frac{\sigma}{\kappa \epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} - \frac{\sigma_p}{\epsilon_0}$$

$$\sigma_p = \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) \sigma \quad \text{ec. 27}$$





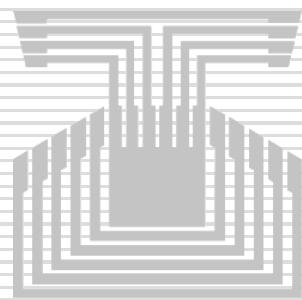
ALESSANDRO VOLTA



Volta construye la primera pila eléctrica,
probablemente en 1796



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II



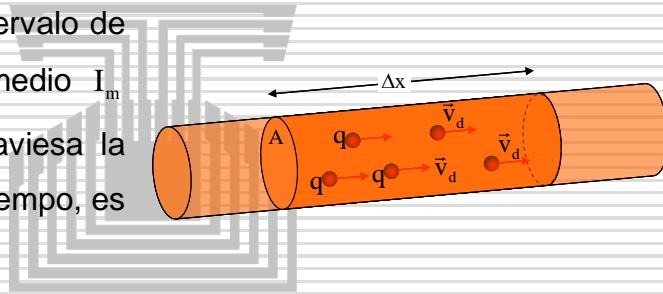


CAPITULO 6

Corriente y Resistencia Eléctrica

6.1 CORRIENTE ELÉCTRICA

En ésta sección se tratará el tema de *intensidad de corriente eléctrica* o corriente eléctrica, fenómeno que se hace presente cuando se mueven cargas eléctricas de igual signo. Definiéndolo a partir de la tasa a la cual fluye la carga por una sección transversal A . Si ΔQ es la cantidad de carga que atraviesa ésta área en un intervalo de tiempo Δt , la corriente promedio I_m es igual a la carga que atraviesa la superficie A en la unidad de tiempo, es decir:



$$I_m = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

Si la corriente varía en el tiempo se define la *corriente instantánea* como:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad \text{ec. 28}$$

Por lo cual la unidad internacional de medida, será el **Ampére**:

$$1[A] = 1 \left[\frac{C}{s} \right]$$

Es de observar que las cargas que atraviesan la superficie transversal A pueden ser positivas o negativas; sin embargo, es convenio internacional asignarle el “sentido” a la corriente de acuerdo al flujo de las cargas positivas en el campo eléctrico. Esto lleva a tener presente que en el caso de los conductores donde el flujo de cargas se debe a los electrones libres, el sentido de la corriente es opuesto a éste. Análogamente cuando se trata del



movimiento de iones en un electrolito, la corriente tendrá, el mismo sentido del movimiento de los iones positivo y sentido contrario a los iones negativos.

Para relacionar el movimiento de las partículas con la intensidad de corriente, considérese un pequeño trozo del conductor, como por ejemplo, la región oscura de la figura, en el existen $n A \Delta x$ portadores de carga ocupando el volumen $A \Delta x$, el cual recorrerán en un tiempo Δt , por lo tanto, la carga que atravesará la sección transversal será:

$$\Delta Q = (n A \Delta x) q$$

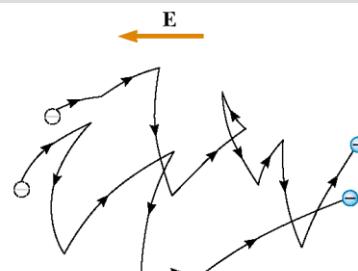
Si los portadores de carga se mueven con una rapidez promedio v_d , la distancia que se mueven en un tiempo Δt es $\Delta x = v_d \Delta t$, lo que indica que:

$$\Delta Q = (n A v_d \Delta t) q$$

En consecuencia se obtiene para la intensidad de corriente:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = n q A v_d \quad \text{ec. 29}$$

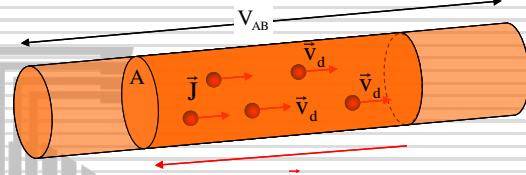
Es de hacer notar, que en un conductor los electrones libres se mueven al azar chocando sucesivas veces con los iones que forman la red cristalina del conductor, esto tiene como consecuencia que la velocidad promedio de los electrones en el conductor sea cero. Sin embargo, cuando al conductor se le conecta a una diferencia de potencial, suministrada por una batería o dispositivo semejante, los electrones orientan su movimiento en sentido contrario al campo eléctrico ahora presente, dado que ellos son acelerados por el campo, la resultante del movimiento aleatorio (en ausencia de campo) y el movimiento producto de la aceleración (en presencia de campo), provoca que los electrones se muevan en dirección contraria al campo con una velocidad relativamente baja, conocida como velocidad de deriva, de desplazamiento, o de arrastre v_d .





6.2 LEY DE OHM Y RESISTENCIA ELÉCTRICA

En esta sección se describirá el comportamiento de las cargas eléctricas en movimiento. Considérese un conductor de sección transversal A, que conduce una corriente I, se define la *densidad de corriente* \vec{J} como la corriente por unidad de área. Dado que la corriente $I = nqv_d A$, la densidad de corriente queda expresada por $\vec{J} = nqv_d$, esta expresión es válida sólo si la corriente es uniforme y el área es perpendicular a la dirección de la corriente. En general se tiene que la rapidez de desplazamiento es el módulo de la velocidad de desplazamiento \vec{v}_d , por lo que la *densidad de corriente* es un vector en la misma dirección y sentido de la velocidad, es decir:



$$\vec{J} = nq\vec{v}_d \quad \text{ec. 30}$$

Al conectar el conductor a una diferencia de potencial V , en éste se genera un campo eléctrico \vec{E} , que produce una densidad de corriente \vec{J} , si la diferencia de potencial cambia, el campo eléctrico y la densidad de corriente en él varían. Por lo cual se puede concluir a nivel microscópico, que cuando varía el campo eléctrico en el interior del conductor, de igual manera varía la densidad de corriente, es decir, la densidad de corriente en el interior del conductor es proporcional al campo eléctrico generado en él $\vec{J} \propto \vec{E}$ y la constante de proporcionalidad se define como la *conductividad eléctrica* σ y es una propiedad del conductor; matemáticamente se tiene:

Ley de Ohm (microscópica) $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ ec. 301



Los materiales que obedecen la ley de Ohm, se les denomina ohmmicos, aunque esta ley se establece para intervalos definidos experimentalmente, por ello no es una ley natural, y depende del material y las condiciones ambientales en las que se encuentra.

Para aplicaciones prácticas está expresión no es muy útil por lo que se deduce una expresión en términos de variables macroscópicas; si la diferencia de potencial a la que está conectado el conductor es $V = V_B - V_A$, ésta se relaciona con el campo eléctrico por medio de $E = V / \ell$, por lo que se puede expresar la densidad de corriente en el conductor por:

$$\left. \begin{array}{l} J = \sigma E = \sigma \frac{V}{\ell} \\ J = \frac{I}{A} \end{array} \right\} \Rightarrow V = \frac{\ell}{\sigma} J = \left(\frac{\ell}{\sigma A} \right) I$$

El término $\ell/\sigma A$, se denomina *resistencia del conductor* (R), y el término $\rho = 1/\sigma$ se le llama *resistividad del conductor*, es decir:

Ley de Ohm (macroscópica) $V = R I$ ec. 312

donde la unidad de medida de la resistencia eléctrica en el sistema internacional es el ohm (Ω) y queda dada por:

$$1[\Omega] = 1 \left[\frac{V}{A} \right]$$

de la definición de resistencia

$$R = \rho \frac{\ell}{A}$$
 ec. 33

se obtiene que la unidad de medida SI de la resistividad es: $1[\Omega \cdot m]$.



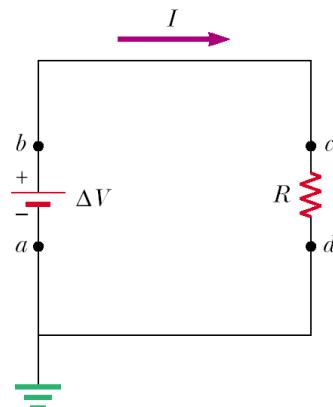
6.3 ENERGÍA ELÉCTRICA Y POTENCIA

Si se utiliza una batería para producir el campo eléctrico en el conductor, los portadores de carga aumentan su energía cinética y debido a los choque con los iones del conductor estos disminuyen su energía cinética, produciéndose un aumento de la temperatura en el conductor, es decir, se transforma la energía potencial química de la batería en energía térmica disipada por el conductor.

Esto se puede explicar siguiendo la trayectoria de la figura desde el punto a hasta retornar a él.

Considérese un circuito sencillo formado por una batería, hilos conductores ideales (sin Resistencia) y una resistencia en la cual se disipa la energía de los portadores de carga.

Los portadores de carga inicialmente se encuentran a un potencial cero (conexión a tierra), al ingresar a la batería estos aumentan su energía en una cantidad Vdq , valor en que disminuye la energía de la batería, donde V es el potencial en el punto b, al pasar por la resistencia disipan su energía en forma de calor producto de los choques con los átomos y iones de la resistencia, retornando así al punto de partida sin energía.



En otras palabras, la energía potencial transformada es:

$$dU = Vdq$$

y la tasa con que la energía se transforma en calor es:

$$\frac{dU}{dt} = V \frac{dq}{dt} = VI$$

de donde se observa que la potencia disipada en la resistencia del conductor es:



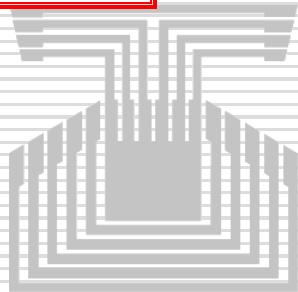
UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

$$\underline{P = VI} \quad \text{ec. 34}$$

combinando ésta expresión con la ley de Ohm macroscópica se obtienen diferentes expresiones para la potencia disipada en una resistencia que se encuentra conectada a una diferencia de potencial, a saber:

$$\left. \begin{array}{l} P = VI \\ V = RI \end{array} \right\} \Rightarrow P = VI = RI^2 = \frac{V^2}{R}$$

$$\underline{P = VI = RI^2 = \frac{V^2}{R}} \quad \text{ec. 35}$$



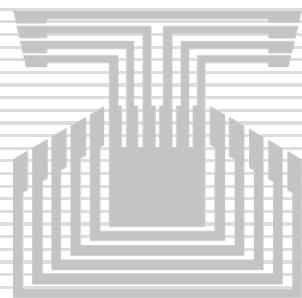


OHM - KIRCHHOFF





UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 7

Circuitos de Corriente Continua

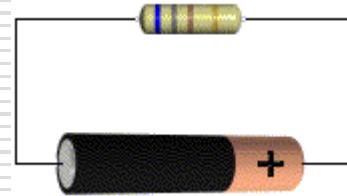
7.1 INTRODUCCION

En este capítulo se aborda el análisis de algunos circuitos eléctricos simples, los cuales están formados por baterías, resistencias y condensadores, conectados de diversas maneras. Su análisis se simplifica bastante aplicando las leyes de Kirchhoff, las cuales se basan en las leyes fundamentales de conservación de la carga eléctrica y la conservación de la energía.

7.2 FUERZA ELECTROMOTRIZ (ε)

Como se ha expresado anteriormente es factible mantener una corriente constante en un circuito cerrado mediante el uso de una fuente de energía, una fem, (históricamente fuerza electromotriz), para ello se utilizan baterías, generadores fotovoltaicos, u otros dispositivos. Estas fuentes producen en el conductor un campo eléctrico uniforme, el cual produce a su vez un movimiento de los portadores de carga y por ende una corriente constante. Cuando un portador de carga viaja en una batería de un punto de menor potencial a uno de mayor potencial, la batería realiza un trabajo por unidad de carga (ε), por lo que la unidad de medida de la fem es el volt.

Si se considera el circuito de la figura formado por una batería real, hilos conductores ideales y una resistencia, se observa que los portadores de carga aumentan su energía cuando pasan a través de la batería, pero como la batería es real ella tiene una resistencia

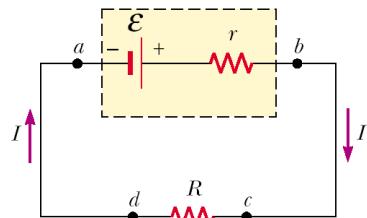




interna (r) , que hará perder parte de la energía (ε) a los portadores de carga antes de salir de ella, por lo cual la diferencia de potencial en los extremos de la batería será:

$$V = \varepsilon - Ir$$

Dado que los portadores de carga perderán su energía al atravesar la resistencia R , se tiene que $V = IR$, con lo cual:



$$\varepsilon = Ir + IR \quad \text{ec. 36}$$

obteniéndose así que la corriente en el circuito es:

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$$

Esta expresión da cuenta de la corriente que se establece en el circuito cerrado al conectar una batería y una resistencia depende de los valores de las resistencias externa e interna a la fuente.

Si multiplicamos la expresión de la fem por el valor de la corriente, del circuito se tendrá:

$$I\varepsilon = I^2R + I^2r \quad \text{ec. 37}$$

donde el término $I\varepsilon$, representa la potencia entregada por la fem a los portadores de carga y el término $I^2r + I^2R$, representa la energía perdida por los portadores de carga al vencer la resistencia interna y externa a la batería, respectivamente.

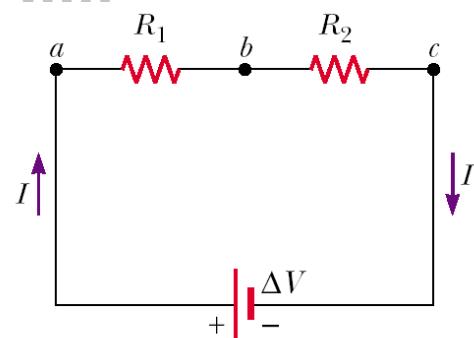
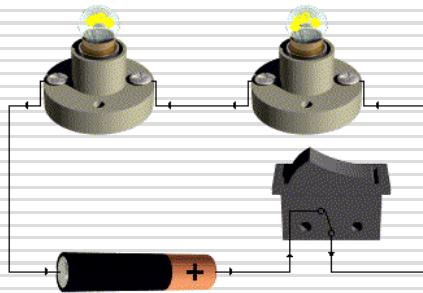


7.3 CONEXIÓN DE RESISTENCIAS EN SERIE

Un circuito que está formado por una batería y dos resistencias unidas una a continuación de la otra, se le denomina conexión en serie, tal como muestra la figura. Si la batería es ideal y las resistencias externas disipan toda la energía suministrada a los portadores de carga al atravesar la fuente, se tiene que la diferencia de potencial en las resistencias es IR_1 e IR_2 , respectivamente, dado que la corriente que circula por las resistencias es la misma, por ello se tiene:

$$\epsilon = IR_1 + IR_2 = I(R_1 + R_2)$$

El término $R_1 + R_2$, se puede interpretar diciendo que es equivalente a reemplazar en el circuito una resistencia R_e , que conectada en él se comportaría igual que las dos resistencias actuando juntas.



Aplicación: Determinar la resistencia equivalente de un circuito serie cuando se conectan a él, una batería y n resistencias de valores $R_1, R_2, R_3, \dots, R_n$.

Dado que la conexión de las resistencia y la batería es en serie, la corriente eléctrica que circula por él es la misma en cualquier parte del circuito, hecho que se fundamenta en la ley de conservación de la carga eléctrica; además si las resistencia conectadas en el circuito son ohmicas, la caída de potencial



en cada una de ellas es de la forma IR_i , donde R_i es la i-esima resistencia conectada al circuito, por lo cual aplicando la ley de conservación de la energía, se obtiene:

$$\varepsilon = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n$$

Aplicando la ley de ohm en cada resistencia, se tiene:

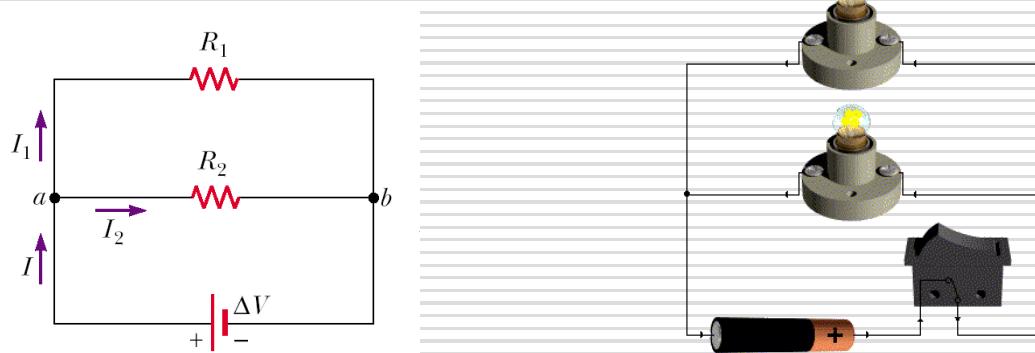
$$\varepsilon = IR_1 + IR_2 + IR_3 + \dots + IR_n = I(R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n)$$

Donde el último término de la derecha, se puede interpretar como una resistencia equivalente R_e , que se comportaría de la misma manera que lo harían las n resistencias trabajando juntas. Por lo tanto:

$$R_e = R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n \quad \text{ec. 38}$$

7.4 CONEXIÓN DE RESISTENCIAS EN PARALELO

Un circuito formado por una batería y dos resistencias conectadas con sus terminales directamente a la fuente, se dice que forman una conexión en paralelo, tal como se muestra en la figura.



Si la batería es ideal (sin resistencia interna) la energía entregada a los portadores de carga será disipada en las resistencias externas, dado que la corriente se bifurcará en cada rama de la conexión donde están conectadas



las resistencias, es decir $I = I_1 + I_2$, además, la diferencia de potencial en cada resistencia será igual a la fem de la batería $V_1 = V_2 = \varepsilon$, dado que se encuentran conectadas a ella directamente. Aplicando la ley de Ohm se tiene:

$$\left. \begin{array}{l} I = I_1 + I_2 \\ \varepsilon = V_1 = V_2 \\ V = IR \end{array} \right\} \Rightarrow I = \frac{V_1}{R_1} + \frac{V_2}{R_2} \Rightarrow \frac{\varepsilon}{R_e} = \frac{\varepsilon}{R_1} + \frac{\varepsilon}{R_2}$$
$$\therefore \frac{1}{R_e} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Esta expresión indica que si se conecta una resistencia de valor R_e , que reemplace a las dos resistencias originales, el circuito se comportará de la misma manera inicial.

Análogamente se obtiene una resistencia equivalente R_e , cuando en el circuito se conectan n resistencias en paralelo, siendo ésta:

$$\frac{1}{R_e} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n} \quad \text{ec. 39}$$

Es de hacer notar que ésta resistencia, tendrá un valor menor, a la menor de las resistencias conectadas en circuito paralelo.

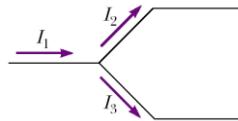
7.5 LEYES DE KIRCHHOFF

Las leyes de kirchhoff no son leyes naturales, son una expresión eléctrica de las leyes de conservación de la carga y de la ley de conservación de la energía, por lo cual, son aplicables a todo tipo de circuito eléctrico. En ellas se establecen:



- La suma de las corrientes que ingresan a un nodo (bifurcación) es igual a la suma de las corrientes que de el salen, es decir:

$$\sum I_e = \sum I_s \quad \text{ec.40}$$

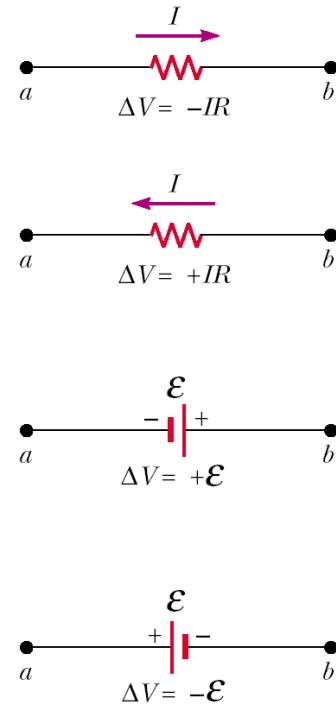


- Al recorrer una malla desde un punto inicial y retornando a él, la suma de las alzas de potencial es igual a la suma de las caídas de potencial, es decir:

$$\sum \varepsilon = \sum IR \quad \text{ec.41}$$

Es conveniente al momento de aplicar la ley de conservación de la energía, respetar las siguientes reglas:

- ✓ Si se recorre una resistencia en la dirección de la corriente, el cambio de potencial es $-IR$
- ✓ Si se recorre una resistencia en dirección opuesta a la corriente, el cambio de potencial es $+IR$
- ✓ Si una fem se atraviesa en la dirección de aumento de potencial, el potencial es $+\varepsilon$
- ✓ Si una fem se atraviesa en dirección opuesta al aumento de potencial, el potencial es $-\varepsilon$

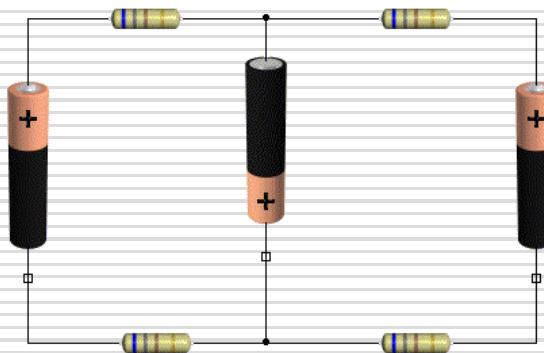


Ejemplo: Determinar las corrientes y la potencia disipada en cada una de las resistencias, de los circuitos que se muestran a continuación:

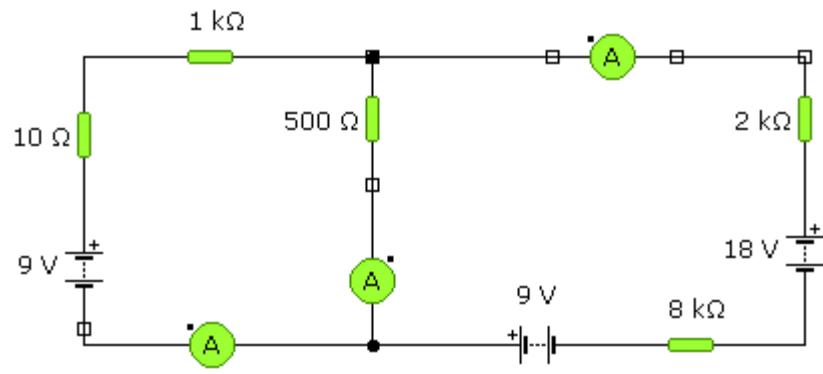


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

A)

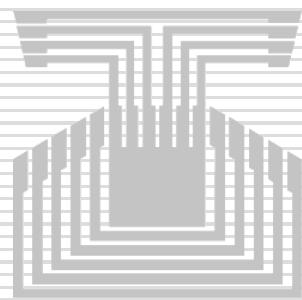


B)



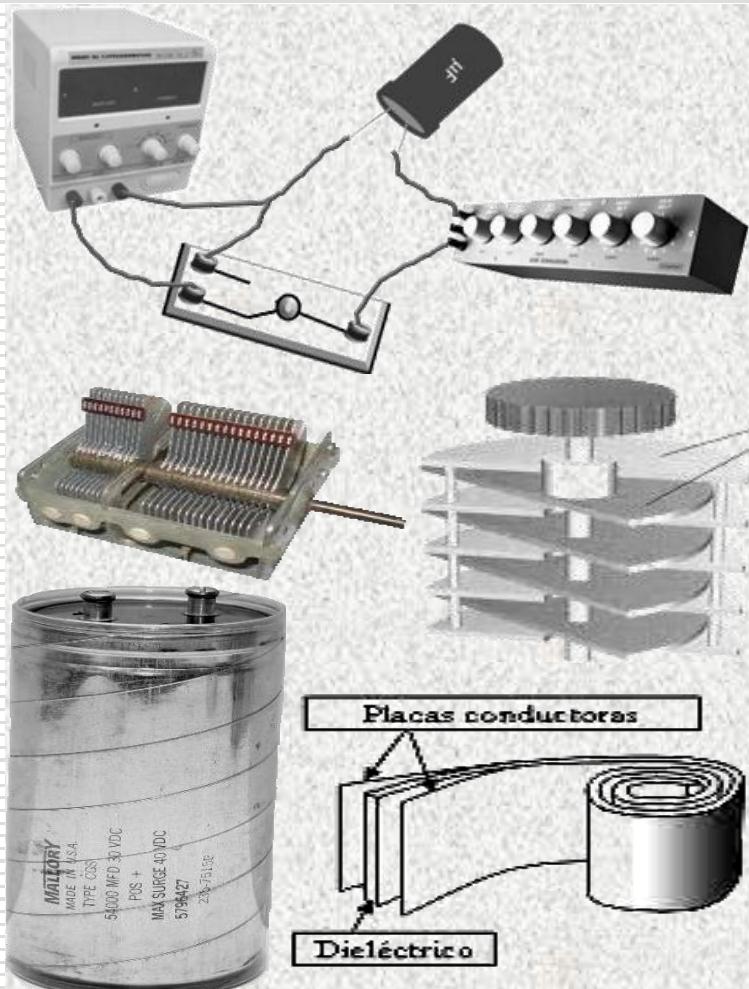


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





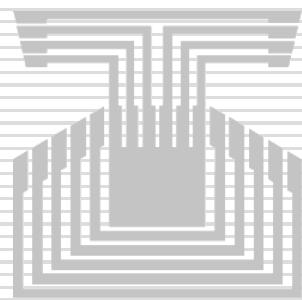
CORRIENTES VARIABLES



Circuito RC, Condensadores Electrolítico y Variable de aire



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II



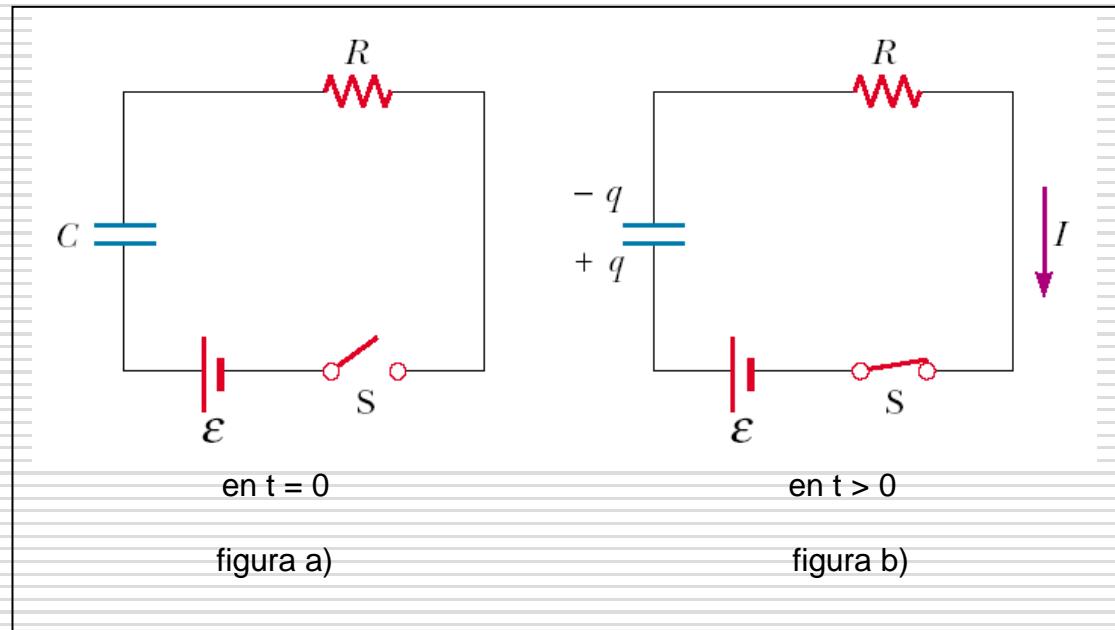


CAPITULO 8

Circuito RC

8.1 CARGA DE UN CONDENSADOR

La figura (a) muestra un condensador descargado C , conectado a una resistencia R , una batería ε , y un interruptor S , inicialmente abierto en $t = 0$.



Si el interruptor se cierra comienza a fluir carga desde la batería al circuito, es decir, en un instante cualquiera $t > 0$, en el condensador habrá acumulado una carga Q , y la corriente en ese instante será I , el sentido de horario, por lo cual al aplicar la ley de Kirchhoff de conservación de la energía se tiene:

$$\varepsilon - IR - V_C = 0$$

Se sabe que la corriente que fluye por el circuito es $I = dQ/dt$ y la diferencia de potencial en el condensador es $V_C = Q/C$, por lo cual:



$$\varepsilon - R \frac{dQ}{dt} - \frac{Q}{C} = 0 \quad \text{ec. 42}$$

ésta expresión es la ecuación diferencial de la carga del condensador y su solución de acuerdo al cálculo es:

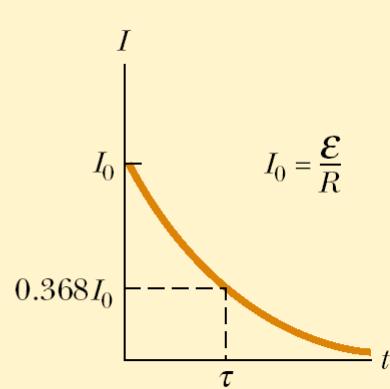
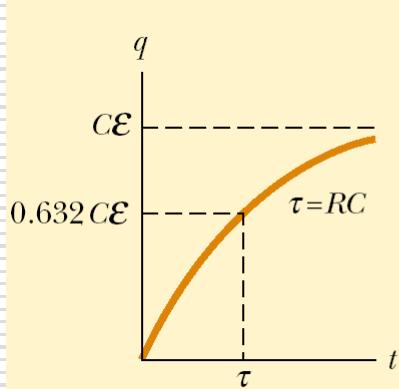
$$Q = C\varepsilon(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \quad \text{ec. 43}$$

El término $C\varepsilon = Q_f$ es la carga final que adquiere el condensador, es decir después de haberse completado el proceso de carga.

Por su parte la corriente que fluye en el circuito en cualquier instante se puede obtener de la derivada temporal de la expresión de la carga, por lo cual se tiene para la corriente durante el proceso de carga, lo siguiente:

$$I = \frac{\varepsilon}{R} e^{-\frac{t}{RC}} \quad \text{ec. 44}$$

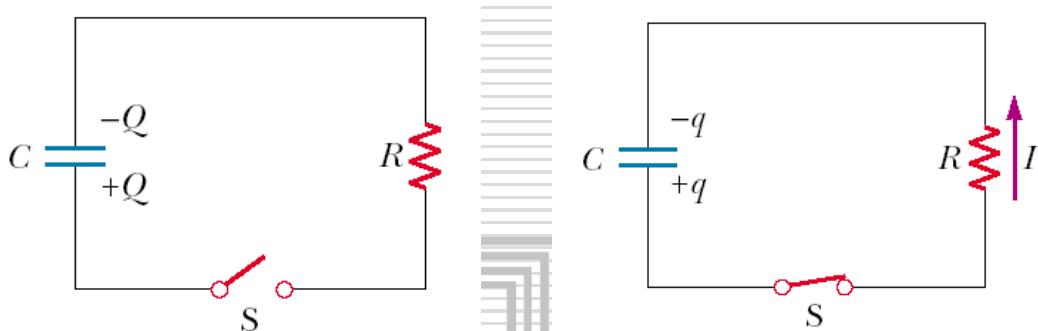
Las gráficas de la carga y la corriente en el circuito, para el proceso de carga de un condensador se muestran a continuación:





8.2 DESCARGA DEL CONDENSADOR

La figura de la derecha muestra un condensador inicialmente cargado con carga Q en sus placas, el cual se descargará a través de la resistencia conectada al circuito cuando el interruptor se cierre.



En el instante cuando se cierra el interruptor la corriente en el circuito es:

$$I_0 = \frac{V_0}{R} = \frac{Q_0}{RC}$$

Además la corriente en cualquier instante es $I = -dQ/dt$, (el signo menos indica que la corriente de descarga es contraria a la corriente en carga) y aplicando la ley de Kirchhoff de las mayas, se tiene:

$$\frac{Q}{C} - IR = 0$$

$$\frac{Q}{C} + R \frac{dQ}{dt} = 0 \quad \text{ec. 45}$$

esta expresión es la ecuación diferencial de la descarga del condensador en el circuito, donde su solución se obtiene integrando la expresión para los valores extremos de carga, es decir, para $t=0; Q=Q_0$, y para $t=t_f; Q=0$

Obteniéndose de ésta manera la carga del condensador, para cualquier instante de tiempo en el proceso de descarga.



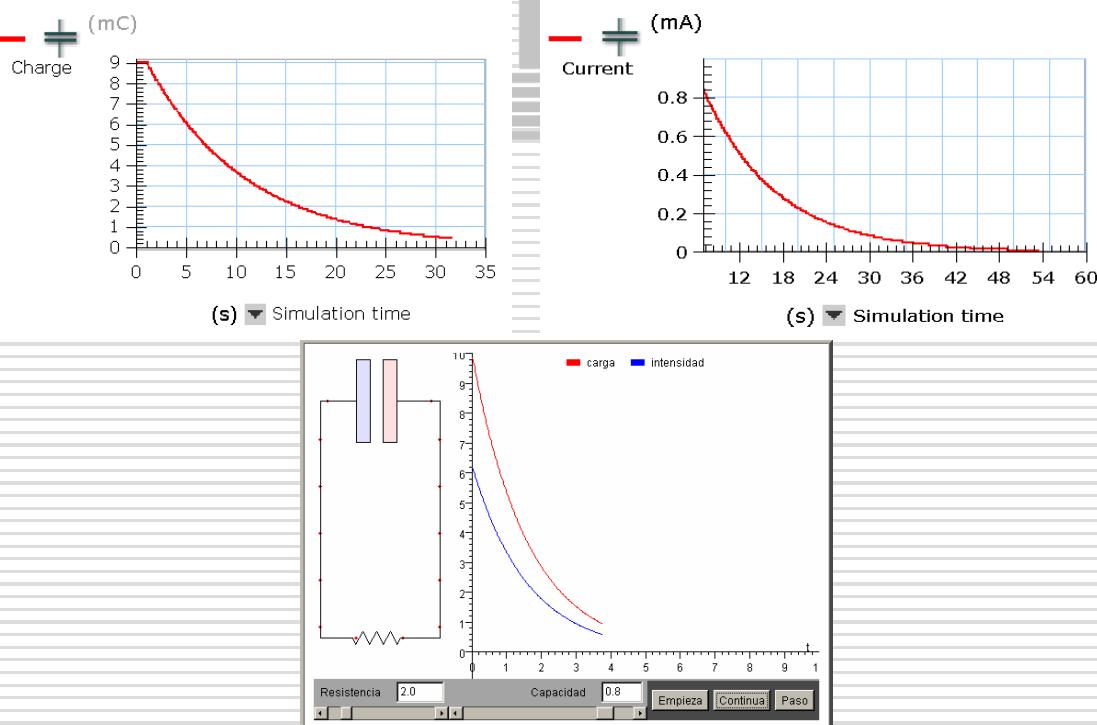
$$Q = Q_0 e^{-\frac{t}{RC}} \quad \text{ec. 46}$$

Para obtener la corriente del circuito en cualquier instante una vez iniciado el proceso de descarga, basta con derivar la ecuación de carga, ya que $I = -dQ/dt$:

$$I = -\frac{dQ}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(Q_0 e^{-\frac{t}{RC}} \right) = \frac{Q_0}{RC} e^{-\frac{t}{RC}}$$

$$\therefore I = I_0 e^{-\frac{t}{RC}} \quad \text{ec. 47}$$

Expresión de la corriente en el proceso de descarga del condensador. Las figuras a continuación indican las curvas características para la carga y la corriente eléctrica en el circuito serie de descarga del condensador.

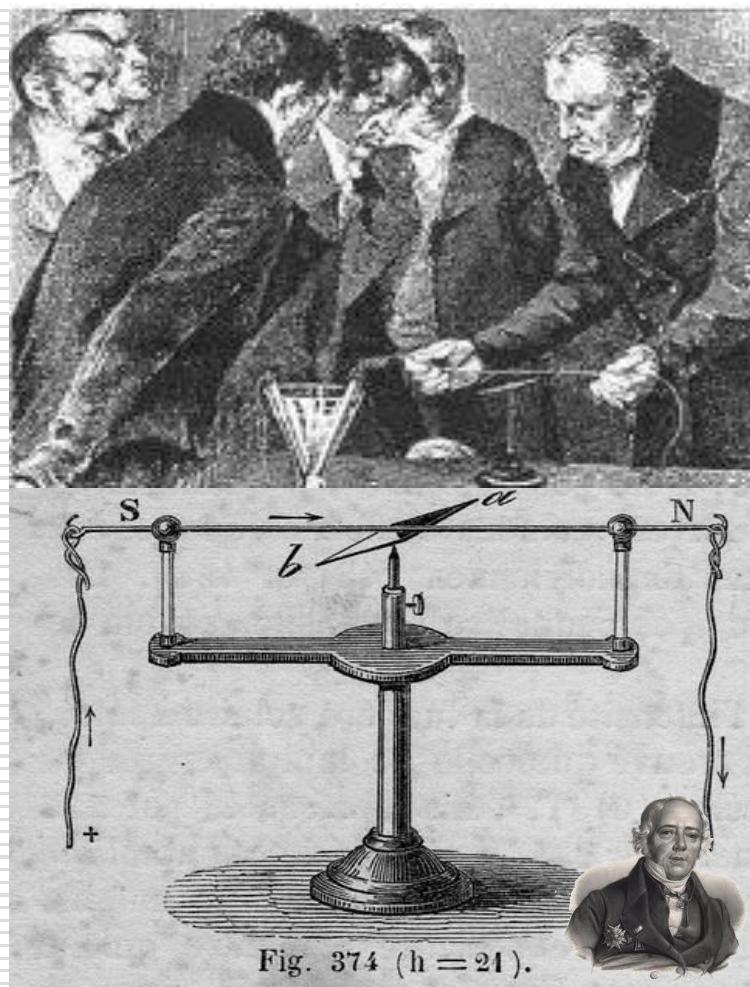


Link de interés

www.unet.edu.ve/~csaldiva/pruebarccarga.xls
www.unet.edu.ve/~csaldiva/pruebarcdescarga.xls



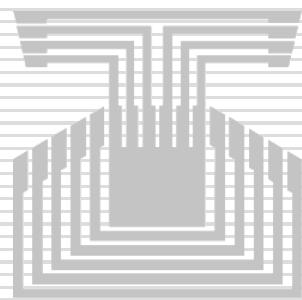
HANS CHRISTIAN OERSTED



Origen del Electromagnetismo,
Profesor de Física de Copenhague, 1820



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 9

CAMPO MAGNETICO

9.1 INTRODUCCION

En esta sección se estudiaran los imanes, las fuerzas, los campos magnéticos y su interacción con el medio. Las fuerzas características de los imanes se denominan fuerzas magnéticas. El desarrollo de la física amplió el tipo de objetos que sufren y ejercen fuerzas magnéticas. Las corrientes eléctricas y, en general, las cargas en movimiento se comportan como imanes, es decir, producen campos magnéticos. Siendo las cargas móviles las últimas en llegar al panorama del magnetismo, sin embargo, han permitido explicar el comportamiento de los imanes (primeros objetos magnéticos) conocidos desde la antigüedad.

El término magnetismo tiene su origen en el nombre que, en la época de los filósofos griegos, recibía una región del Asia Menor, entonces denominada Magnesia; en ella abundaba una piedra negra o piedra imán, ahora llamada magnetita (Fe_3O_4), capaz de atraer objetos de hierro y de comunicarles por contacto un poder similar. A pesar de que ya en el siglo VI A. de C. se conocía un cierto número de fenómenos magnéticos. La leyenda adjudica el nombre de magnetita en honor al pastor Magnes, “los clavos de sus zapatos y el casquillo (o punta) de su bastón quedaron fuertemente sujetos a un campo magnético cuando se encontraba pastoreando su rebaño”.

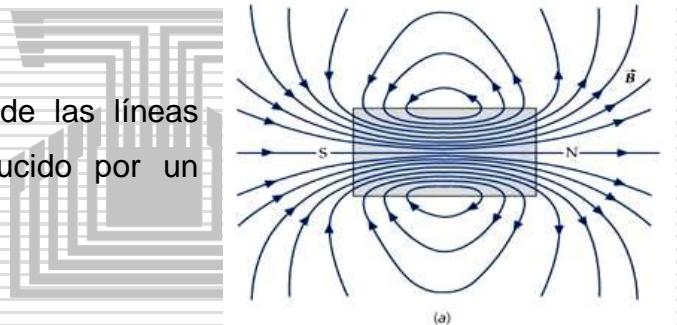


Figura 4.1 Líneas del campo magnético producido por un imán de barra.



El magnetismo como disciplina no comienza a desarrollarse hasta más de veinte siglos después, cuando la experimentación se convierte en una herramienta esencial para el desarrollo del conocimiento científico. En 1269 Pierre de Maricourt, mediante un imán natural esférico, elaboró un mapa de las direcciones tomadas por una aguja al colocarla en diferentes puntos de la superficie de una esfera, encontrando que las direcciones formaban líneas que rodeaban a la esfera pasando a través de dos puntos diametralmente opuestos, a los cuales dio el nombre de polos del imán. Experimentos posteriores demostraron que cualquier imán, sin importar su forma, posee dos polos, llamados **polo norte** y **polo sur** (figura 4.2).

Figura 4.2 Representación de las líneas del campo magnético producido por un imán de barra.



En 1600 William Gilbert (1544-1603), extendió estos experimentos a una gran variedad de materiales, utilizando el hecho de que una aguja magnética (brújula) se oriente en determinadas direcciones, sugiere que la Tierra es un gran imán permanente. Curiosamente, el polo sur magnético corresponde con el polo norte geográfico, ya que lo que llamamos polo norte en una brújula señala el polo sur de la Tierra.

En 1750 John Michell (1724 -1793) usó una balanza de torsión para demostrar que los polos magnéticos ejercen fuerzas de atracción y repulsión entre sí, y que estas fuerzas varían con el inverso del cuadrado de la distancia de separación. Aún cuando la fuerza entre dos polos magnéticos es similar a la fuerza entre dos cargas eléctricas, existe una diferencia



importante: las cargas eléctricas se pueden aislar (esto manifiesta la existencia del monopolo eléctrico: electrón y el protón), mientras que los polos magnéticos no se pueden separar (esto manifiesta la no existencia del monopolo magnético). Es decir, los polos magnéticos siempre están en pares y todos los intentos por detectar un polo aislado han fracasado. No importa cuántas veces se divida un imán permanente, pues cada trozo tendrá un polo norte y un polo sur.

Posteriormente, Ampère (1775-1836), Oersted (1777-1851), Faraday (1791-1867) y Maxwell (1831-1879), investigaron sobre las características de los fenómenos magnéticos, aportando una descripción en forma de leyes, cada vez más completa.

Los fenómenos magnéticos habían permanecido durante mucho tiempo en la historia de la ciencia como independientes de los eléctricos. Pero el avance de la electricidad por un lado y del magnetismo por otro, preparó la síntesis de ambas partes de la física en una sola, el electromagnetismo, que reúne las relaciones mutuas existentes entre los campos magnéticos y las corrientes eléctricas. James Clark Maxwell fue el científico que cerró ese sistema de relaciones al elaborar su teoría electromagnética, una de las más bellas construcciones conceptuales de la física clásica (revisar lectura 3).

9.2 DEFINICION Y PROPIEDADES DE UN CAMPO MAGNETICO \vec{B}

Se puede definir el vector inducción de campo magnético \vec{B} en un punto del espacio, en adelante se le llamará campo magnético, de modo semejante al que utilizábamos para definir el campo eléctrico (\vec{E}), es decir, en términos de la magnitud de la fuerza que sería ejercida sobre un objeto de prueba apropiado. Dicho objeto de prueba puede ser una partícula cargada que se mueve con una velocidad (\vec{v}). Se observa experimentalmente que cuando una carga tiene una velocidad \vec{v} en la proximidad de un imán o de un



alambre por el que circula una corriente, existe una fuerza adicional sobre ella, que depende del valor y de la dirección de la velocidad. Podemos separar fácilmente estas dos fuerzas midiendo la fuerza que actúa sobre la carga cuando está en reposo (fuerza eléctrica) y sustrayéndola de la fuerza total, Fuerza de Lorentz que actúa sobre la carga cuando ésta se mueve (fuerza magnética). Para mayor facilidad admitiremos que no existe \vec{E} en el punto del espacio que se considera. Las experiencias realizadas con diversas cargas móviles a diferentes velocidades en un punto del espacio donde existe un campo magnético \vec{B} nos llevan a deducir que:

- a) La fuerza magnética \vec{F}_B es proporcional al valor de la carga q en signo y magnitud
- b) La fuerza magnética \vec{F}_B es proporcional a la velocidad \vec{v} de la partícula.
- c) La fuerza magnética \vec{F}_B es perpendicular al plano formado por la velocidad \vec{v} y el campo magnético \vec{B} .
- d) Si la velocidad de la partícula \vec{v} es paralela a la dirección del campo \vec{B} , la fuerza magnética es nula ($\vec{F}_B = 0$).
- e) Si la velocidad de la partícula \vec{v} forma un ángulo θ con la dirección del campo \vec{B} , la fuerza magnética es proporcional al $\sin\theta$.
- f) La fuerza magnética \vec{F}_B sobre una carga negativa es de sentido opuesto a la \vec{F}_B ejercida sobre una carga positiva.



Estos resultados experimentales se pueden resumir definiendo la fuerza magnética \vec{F}_B sobre una partícula cargada q , que se mueve en un campo magnético externo \vec{B} como:

$$\vec{F}_B = q\vec{v} \times \vec{B} \quad \text{ec. 48}$$

La fuerza magnética \vec{F} sobre una partícula cargada q que se mueve en la región de un campo magnético \vec{B} se puede obtener aplicando la regla de la mano derecha:

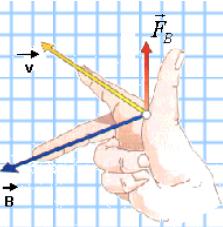


Figura 4.3

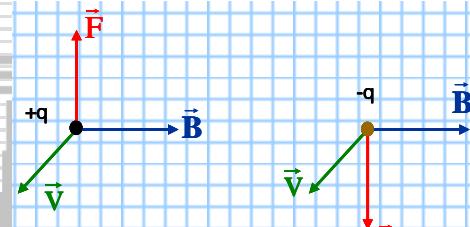


Figura 4.4

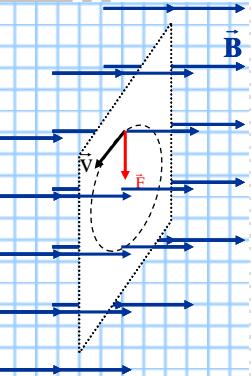
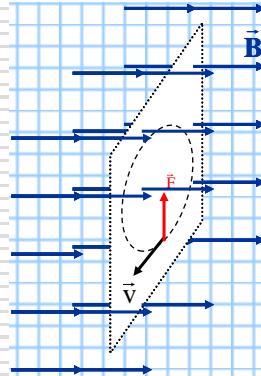


Figura 4.5 Trayectoria de una partícula cargada en un campo magnético

Se puede observar que el campo magnético es definido en términos de un tipo de fuerza que actúa sobre una carga en movimiento. Además es de hacer notar que existen diferencias entre las fuerzas eléctrica y magnética:



1. La fuerza eléctrica siempre tiene la misma dirección del campo eléctrico, mientras que la fuerza magnética es perpendicular al campo magnético.
2. La fuerza eléctrica actúa sobre una partícula cargada independientemente de la velocidad con la que ésta se mueva, mientras que la fuerza magnética actúa sólo cuando las partículas cargadas se encuentran en movimiento.
3. La fuerza eléctrica realiza trabajo al desplazar una partícula cargada, mientras que la fuerza magnética asociada a un campo magnético estacionario no realiza trabajo cuando una partícula se desplaza.

Esta última afirmación es consecuencia del hecho de que cuando una carga se mueve en un campo magnético estacionario, la fuerza magnética es siempre perpendicular al desplazamiento, es decir:

$$\vec{F} \cdot d\vec{r} = (\vec{F} \cdot \vec{v}) dt = 0 \quad \text{ec. 49}$$

Del teorema de trabajo y energía, y de esta propiedad, se concluye que la energía cinética de la partícula cargada no puede ser alterada sólo por el campo magnético. Esto quiere decir que cuando una carga se mueve con una velocidad \vec{v} , el campo magnético aplicado sólo puede alterar la dirección del vector velocidad, pero no cambia la rapidez de la partícula (v).

La unidad de medida del campo magnético en el Sistema Internacional es el Testa (T), y queda definida por:

$$1[T] = 1 \left[\frac{\text{Ns}}{\text{Cm}} \right]$$



Tabla 4.1 Magnitud del campo magnético, en casos conocidos

Situación	Magnitud del campo magnético B
En la superficie de una estrella de neutrones	10^8 [T]
Cerca de un imán superconductor	Hasta 20 [T]
En un altavoz de alta fidelidad de bobina móvil	1.5 [T]
En el centro de la mancha solar más grande	0.39 [T]
En instrumentos de resonancia magnética para el diagnóstico medico	0.35 [T]
Dentro de un receptor de TV en colores	$2 \cdot 10^{-2}$ [T]
Sobre la superficie terrestre en el Ecuador	$3.2 \cdot 10^{-5}$ [T]
En el espacio interestelar	10^{-15} [T]
En un ambiente experimental magnéticamente blindado	10^{-14} [T]

El campo magnético también se le suele medir en Weber [Wb] o en Gauss [G] donde sus equivalencias son:

$$1[\text{T}] = 1 \left[\frac{\text{Wb}}{\text{m}^2} \right] = 10^4[\text{G}]$$

Ejemplo 4.1 Un protón se mueve con una rapidez de $8 \cdot 10^6$ [m/s] a lo largo del eje x. Entra a una región donde existe un campo de 2.5 [T] de magnitud, dirigido de tal forma que forma un ángulo de 60° con el eje de las X, y está en el plano XY, como se muestra en la figura 4.6. Calcule la fuerza magnética y la aceleración inicial del protón.

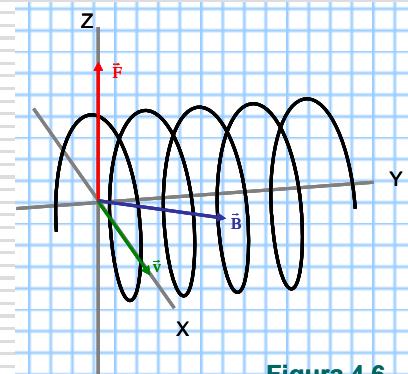


Figura 4.6

$$F = qvB \sin \theta \Rightarrow F = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 8 \cdot 10^6 \cdot 2.5 \Rightarrow F = 2.8 \cdot 10^{-12} [\text{N}]$$

$$a = \frac{F}{m} \Rightarrow a = \frac{2.8 \cdot 10^{-12}}{1.7 \cdot 10^{-27}} \Rightarrow a = 1.7 \cdot 10^{19} [\text{m/s}^2]$$



9.3 FUERZA MAGNÉTICA SOBRE UN CONDUCTOR QUE CONDUCE UNA CORRIENTE

En la figura 4.7 se muestra la dirección y sentido de la fuerza que ejerce el campo magnético \vec{B} sobre un portador de carga $+q$, que se mueve hacia la izquierda con velocidad \vec{v} . Luego entonces:

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

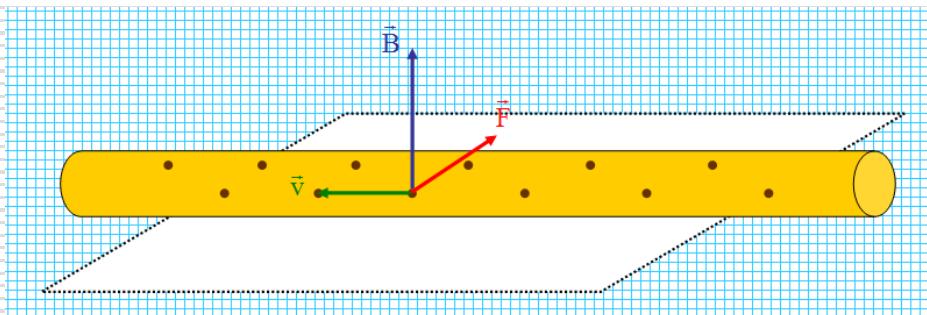


Figura 4.7 Fuerza magnética sobre los portadores de carga de un conductor, sumergido en un campo magnético uniforme

Al Calcular la fuerza sobre todos los portadores (nAL) de carga contenidos en un volumen (AL) de longitud L de conductor, se obtiene:

$$\vec{F}_B = (nAL)f_B = (nAL)q\vec{v} \times \vec{B} = i\hat{v} l \times \vec{B}$$

donde el vector unitario $\hat{v} = \vec{v}/v$ tiene la misma dirección y sentido que el vector velocidad \vec{v} , o el sentido en el que se mueven los portadores de carga positiva, es decir en la dirección de la corriente. Generalmente se puede también plantear la ecuación 3 como:

$$\vec{F}_B = i \vec{l} \times \vec{B} \quad \text{ec. 50}$$

en donde \vec{l} es un vector en dirección de la corriente i , siendo el módulo de igual a la longitud L del segmento de conductor. Observe que esta expresión



se aplica sólo a segmentos rectos de alambre en un campo magnético externo uniforme, despreciándose el campo producido por la propia corriente, ya que de hecho, el alambre no puede producir fuerza sobre sí mismo.

En el caso que el conductor no sea rectilíneo (figura 4.8) o el campo magnético no sea constante, se ha de calcular la fuerza sobre un elemento de corriente $d\vec{l}$

$$d\vec{F} = i d\vec{l} \times \vec{B} \quad \text{ec. 51}$$

Las componentes de dicha fuerza son $d\vec{F}_x$ y $d\vec{F}_y$, y si existe simetría en alguna de sus componentes la integral de esa componente se anulará.

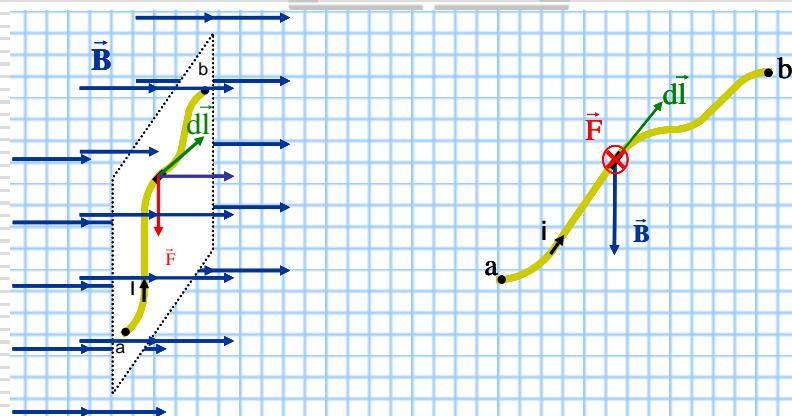


Figura 4.8 Fuerza magnética sobre un conductor con corriente i , sumergido en un campo magnético.

Por último, se calculan por integración las componentes de la fuerza total \vec{F}_B :

$$\vec{F}_B = \int_a^b I dl \times \vec{B} \quad \text{ec. 52}$$

donde a y b son los extremos del conductor.

Aquí es conveniente distinguir dos casos:



Caso 1 Un alambre curvo (figura 4.9) lleva una corriente I , el cual se encuentra sumergido en un campo magnético uniforme externo \vec{B} . (Nota: la palabra uniforme, quiere decir que tiene el mismo valor sobre la región del conductor y externo que la corriente no es fuente del campo). Se tiene que:

$$\vec{F}_B = I \left(\int_a^b d\vec{l} \right) \times \vec{B}$$

siendo $\int_a^b d\vec{l}$ la suma vectorial de los elementos infinitesimales de desplazamiento desde el extremo a hasta b , es decir \vec{l} (figura 4.9):

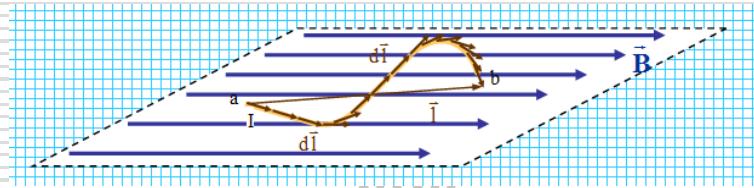


Figura 4.9 Conductor curvo con corriente I , sumergido en un campo magnético uniforme \vec{B} .

Si se suman todos los elementos infinitesimales de desplazamiento $d\vec{l}$ entre a y b se obtiene el desplazamiento total \vec{l} , por lo que la ecuación 7 se reduce a:

$$\vec{F}_B = I \vec{l} \times \vec{B}$$

Caso 2 Una espira cerrada de forma arbitraria lleva una corriente I se sumerge en un campo magnético uniforme externo \vec{B} (figura 4.10), el vector suma de los desplazamientos se debe tomar sobre toda la espira cerrada, es decir:

$$\vec{F}_B = I \left(\oint d\vec{l} \right) \times \vec{B}$$

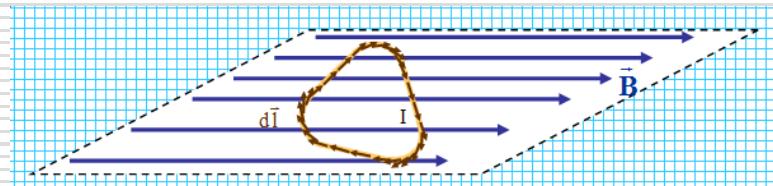


Figura 4.10 Espira cerrada con corriente **I**, sumergida en un campo magnético uniforme \vec{B} .

Dado que el conductor que lleva la corriente **I** es cerrado, el conjunto de vectores de desplazamiento se constituye en un polígono cerrado, luego entonces, el vector suma es cero Es decir $\oint d\vec{l} = 0$, por lo tanto, la $\vec{F}_B = 0$. Es decir:

La fuerza magnética total sobre cualquier espira cerrada con corriente, sumergida en un campo magnético uniforme externo es igual a cero.

9.4 FUERZA Y TORQUE SOBRE UNA EPIRA CON CORRIENTE EN UN CAMPO MAGNETICO UNIFORME

La figura 4.11 representa una espira rectangular cuyos lados miden **a** y **b**. La espira forma un ángulo θ con el plano horizontal y es recorrida por una corriente de intensidad **I**, tal como indica el sentido de la flecha. Se determinará si la espira se encuentra en equilibrio mecánico, es decir en equilibrio de traslación $\sum \vec{F}_i = \vec{0}$ y de rotación $\sum \vec{\tau}_i = \vec{0}$.

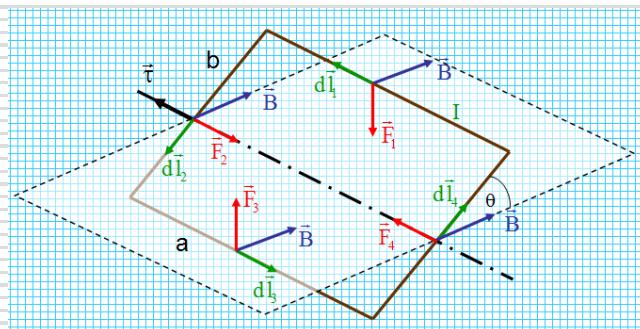


Figura 4.11 Espira cerrada con corriente **I**, que gira sumergida en un campo magnético uniforme \vec{B} .



La espira está situada en una región en la que hay un campo magnético uniforme \vec{B} paralelo al plano horizontal, tal como indica la flecha de color azul en la figura 4.11. Al Calcular la fuerza neta que ejerce dicho campo magnético sobre cada uno de los lados de la espira rectangular, se obtiene:

$$\sum \vec{F} = \int I d\vec{l} \times \vec{B} = I \int d\vec{l}_1 \times \vec{B} + I \int d\vec{l}_2 \times \vec{B} + I \int d\vec{l}_3 \times \vec{B} + I \int d\vec{l}_4 \times \vec{B}$$

$$\sum \vec{F} = IaB + IbB \sin(\pi + \theta) - IaB + IbB \sin \theta = IaB - IbB \sin \theta - IaB + IbB \sin \theta$$

$$\sum \vec{F} = 0 \quad \text{ec. 53}$$

Este resultado indica que la espira se encuentra en equilibrio de traslación.

Al calcular el torque neto sobre la espira con corriente, se obtiene:

$$\sum \vec{\tau} = \vec{r}_1 \times \vec{F}_1 + \vec{r}_2 \times \vec{F}_2 + \vec{r}_3 \times \vec{F}_3 + \vec{r}_4 \times \vec{F}_4$$

$$\sum \vec{\tau} = \frac{b}{2} F_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) \hat{0} \times \vec{F}_2 + \frac{b}{2} F_3 \sin\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) \hat{0} \times \vec{F}_4 = \frac{b}{2} F_1 \cos \theta \hat{0} + \frac{b}{2} F_1 \cos \theta \hat{0}$$

$$\sum \vec{\tau} = bF_1 \cos \theta \hat{u} \quad \text{ec. 54}$$

Este resultado indica que la espira **no** se encuentra en equilibrio de rotación.

Momento magnético

Dado que $F_1 = F_3 = IaB$ y $\cos \theta = \sin\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)$, la expresión del torque neto, se

puede expresar como:

$$\sum \vec{\tau} = bF_1 \cos \theta \hat{u} = IabB \sin\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) \hat{u} = IA B \sin\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) \hat{u}$$

$$\sum \vec{\tau} = I \vec{A} \times \vec{B} \quad \text{ec. 55}$$



donde \vec{A} , es el vector área de la espira y tiene sentido dado por la regla de la mano derecha respecto del sentido de circulación de la corriente I.

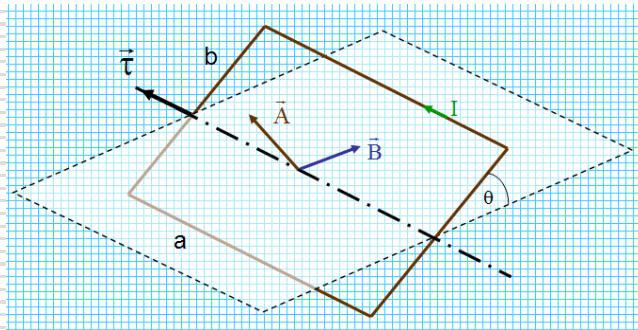
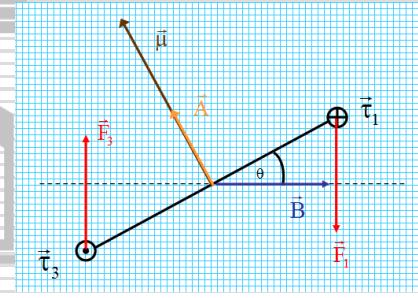


Figura 4.12 Vector área \vec{A} y torque $\vec{\tau}$, de una espira cerrada con corriente I, que gira sumergida en un campo magnético uniforme \vec{B} .

Se define el vector momento magnético de la espira $\vec{\mu} = I\vec{A}$, por lo que el torque neto sobre la espira se puede expresar, por:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad \text{ec.56}$$

Figura 4.13



Aunque la expresión se ha deducido para una espira cuadrada, es valida para cualquier espira cerrada por la que circule una corriente I, sumergida en un campo magnético \vec{B} .

9.5 MOVIMIENTO DE UNA PARTICULA CARGADA EN UN CAMPO MAGNETICO UNIFORME

La fuerza magnética que experimenta una partícula cargada q que se mueve en un campo magnético \vec{B} , viene dada por la ecuación (1), deducida anteriormente.

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



Sí la carga es positiva el sentido de recorrido en la trayectoria es en sentido opuesto al de una carga negativa, como se muestra en la figura 4.14 de la derecha e izquierda, respectivamente

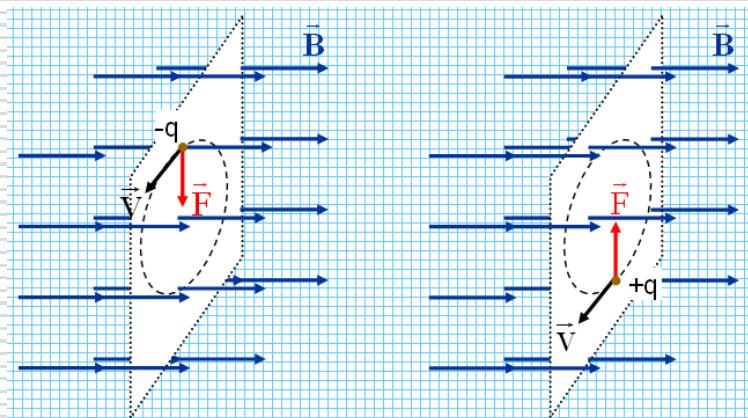


Figura 4.14 Trayectoria de una partícula cargada en un campo magnético

Como se puede observar en las figuras, las partículas cargadas describen ambas una órbita circunferencial en el campo magnético uniforme y perpendicular a la dirección de su velocidad. El radio r de la órbita, puede obtenerse a partir de la mecánica, del movimiento circunferencial uniforme y la ecuación (1), es decir:

$$\left. \begin{array}{l} F = m a = m \frac{v^2}{r} \\ F = q v B \end{array} \right\} \Rightarrow q v B = m \frac{v^2}{r} \Rightarrow$$

$$r = \frac{mv}{qB} \quad \text{ec.57}$$

Esta última expresión corresponde al radio de la órbita circunferencial descrita por la partícula cargada sometida a la fuerza magnética, la cual viene a actuar como una fuerza centrípeta. Así mismo, la frecuencia angular de rotación de la partícula viene dada por:

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m} \quad \text{ec.58}$$



y el período (T) del movimiento, será:

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m} \Rightarrow T = \frac{2\pi m}{qB}$$
 ec. 59

Este resultado muestra que la frecuencia angular y el período del movimiento circunferencial, son independientes de la rapidez de la partícula y del radio de la trayectoria.

Si la partícula cargada se mueve en una campo magnético uniforme \vec{B} con una velocidad \vec{v} formando un ángulo arbitrario θ con esta, su trayectoria es helicoidal como se puede ver en la figura 4.15. Por otro lado, la fuerza magnética (\vec{F}) hace que las componentes de la velocidad cambien en el tiempo y por consiguiente, el movimiento resultante es una hélice que tiene su eje paralelo al campo.

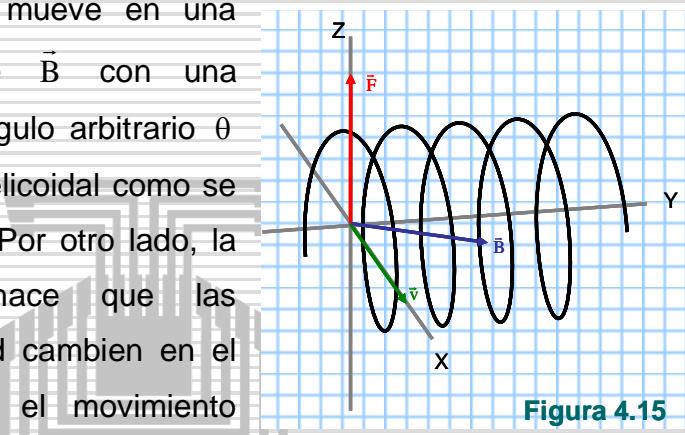


Figura 4.15

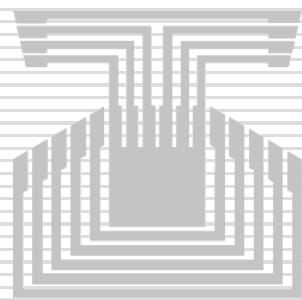
Las proyecciones de las trayectorias en el plano xy o xz son sinusoides, por lo tanto, las ecuaciones 12,13 y 14 siempre son aplicables.

Las principales aplicaciones en las que una partícula cargada (positiva o negativa) se mueve en una región donde existe un campo eléctrico, un campo magnético, o ambos cruzados (perpendiculares) entre sí, son:

1. La medida de la relación carga/masa del electrón efectuada por Thomson.
2. La medida de la carga elemental (electrón) efectuada por Millikan.
3. La separación de isótopos de un determinado elemento mediante un espectrómetro de masas.
4. La aceleración de iones mediante un ciclotrón.

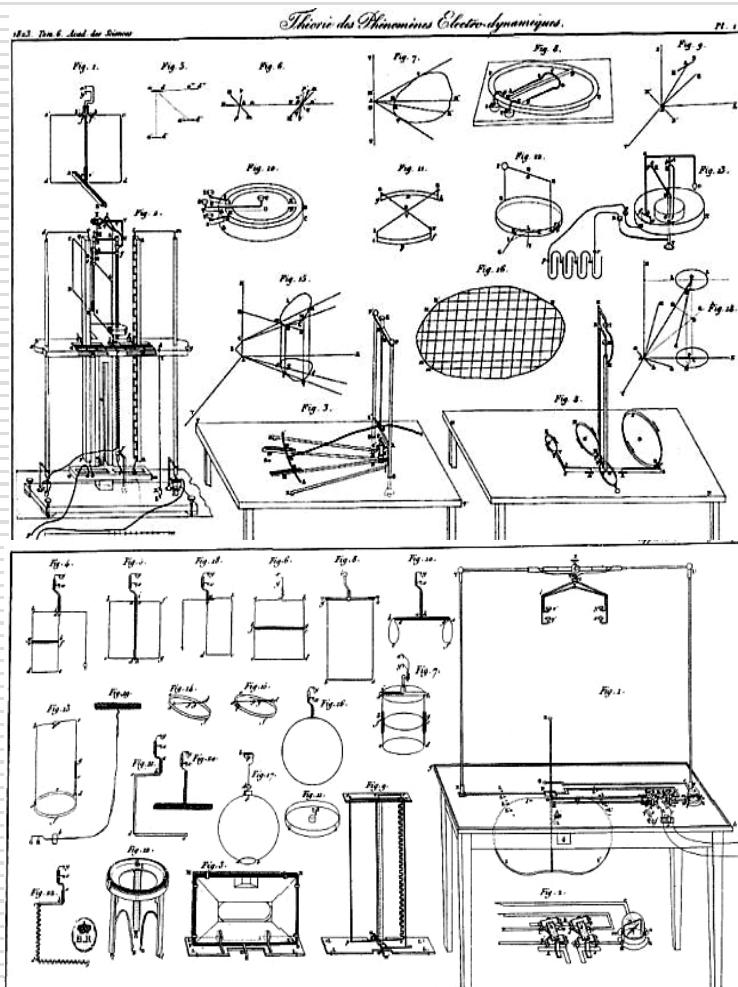


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





ANDRE-MARIE AMPERE

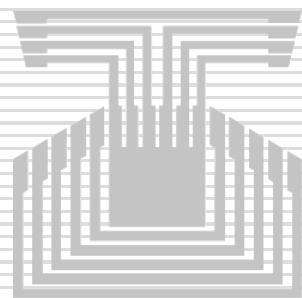


Diseños de tables d'Ampère 1823

Mémoires sur L'électromagnétisme et Électrodynamique
Théorie Mathématique des Phénomènes Électro-Dynamiques
Uniquement Déduite de L'expérience



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II



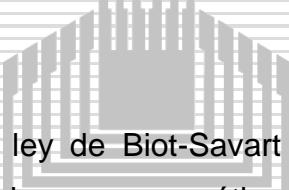


CAPITULO 10

FUENTES DE CAMPO MAGNETICO

10.1 INTRODUCCION

En apartados anteriores se trató el hecho de que cargas eléctricas en movimiento y conductores portadores de corriente están sujetos a fuerzas cuando se encuentran en presencia de un campo magnético. Para completar la descripción de las interacciones magnéticas, en este apartado se tratará el origen de campo magnético artificiales, debido a cargas en movimiento o a corrientes eléctricas.



Así mismo, se estudiaran la ley de Biot-Savart y la ley de Ampere para determinar el valor que toma el campo magnético producido por un elemento de corriente en un punto dado del espacio que rodea al conductor que transporta la corriente. En el caso de la ley de Ampère, esta es útil para la determinación del valor del campo magnético cuando la configuración de conducción es de alta simetría y la corriente que genera el campo es constante.

10.2 LEY DE BIOT-SAVART

Después del descubrimiento de Oersted en 1819, donde la aguja magnetizada se desviaba a causa de la presencia de un conductor portador de corriente, Jean Baptiste Biot y Felix Savart aseveraron que un conductor de corriente estable produce fuerzas sobre un imán, y de sus resultados



experimentales llegaron a una expresión que permite determinar el valor del campo magnético en un punto dado del espacio que rodea al conductor, en términos de la corriente que produce dicho campo.

La ley de Biot-Savart establece que cuando un conductor conduce una corriente constante I , un elemento de corriente $d\vec{l}$ genera un elemento de campo magnético de valor $d\vec{B}$ en un punto P , con las siguientes propiedades (figura 5.1):

El vector $d\vec{B}$ es perpendicular tanto al elemento de corriente $d\vec{l}$, como al vector unitario \hat{r} dirigido desde el elemento de corriente hasta el punto P .

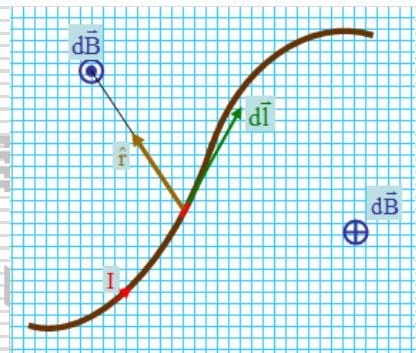


Figura 5.1

1. La magnitud $d\vec{B}$ es inversamente proporcional a r^2 , donde r es la distancia desde el elemento de corriente hasta el punto P .
2. La magnitud de $d\vec{B}$ es proporcional al elemento de corriente $d\vec{l}$.
3. La magnitud de $d\vec{B}$ es proporcional a $\sin\theta$, donde θ es el ángulo entre el vector $d\vec{l}$ y \hat{r} .

En resumen la ley de Biot-Savart puede escribirse de la forma:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \hat{r}}{r^2} \quad \text{ec. 60}$$

donde $\frac{\mu_0}{4\pi}$ es una constante cuyo valor es $10^{-7} [\text{Wb/Am}]$, siendo μ_0 , la permeabilidad magnética del vacío.



Como se dijo anteriormente la ley de Biot-Savart permite determinar el valor del campo magnético \vec{B} en un punto dado del espacio que rodea el conductor por el que fluye la corriente. Así el campo magnético total \vec{B} queda dado por:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_a^b \frac{I d\vec{l} \times \hat{r}}{r^2} \quad \text{ec. 61}$$

donde la integral se evalúa sobre el conductor completo.

Es de hacer notar que el valor del campo magnético es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, entre el conductor y el punto donde este se evalúa. Además el vector campo magnético es perpendicular tanto al elemento de corriente como al radio vector.

Ejemplo 5.1 Determinar el valor del campo magnético producido por un conductor delgado y rectilíneo (que transporta una corriente I), en un punto P localizado a una distancia a del mismo, como se muestra en la figura 5.2.

Aplicando la ley de Biot-Savart en el punto $(0; a)$ y considerando que la distancia desde el elemento de corriente al punto es $r = \sqrt{x^2 + a^2}$ se obtiene:

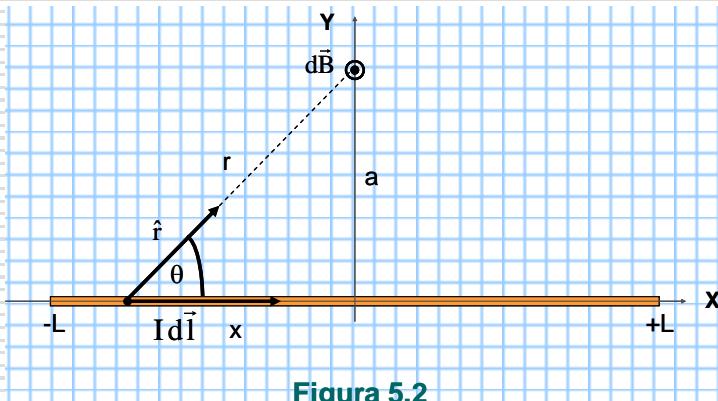


Figura 5.2



$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} 2 \int_{-L}^0 \frac{Idl \times \hat{r}}{r^2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_{-L}^0 \frac{Idl}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_{-L}^0 \frac{dx}{(x^2 + a^2)^{3/2}} = \frac{\pi_0 I}{2\pi} \left[\frac{x}{a^2 \sqrt{x^2 + a^2}} \right]_0^{-L}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2\pi a^2 r}$$

Si el conductor rectilíneo es muy largo en el límite $L \rightarrow r$, por lo cuál el valor del campo magnético producido por él, tiende a:

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

En la figura 5.3 se muestra tridimensionalmente la dirección del campo \vec{B} para una alambre recto y largo, además se observa que las líneas de campo son círculos concéntricos con el alambre y están en un plano perpendicular al mismo. Así mismo, podemos acotar que la magnitud del campo magnético es constante en cualquier círculo de radio r y viene dada por la Ley de Biot-Savart.

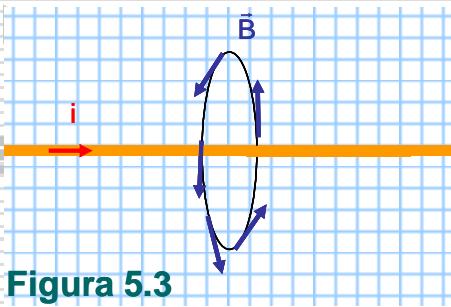


Figura 5.3



Una convención práctica para determinar la dirección del campo \vec{B} es tomar el alambre con la mano derecha, haciendo coincidir el dedo pulgar con la dirección de la corriente, los cuatro dedos restantes apuntarán a la dirección del campo magnético.

Figura 5.4

El resultado obtenido, también muestra que la magnitud B del campo magnético es proporcional al valor de la corriente I y que decrece a medida que la distancia r con respecto al alambre conductor aumenta.



Ejemplo 5.2 Determinar el valor del campo magnético \vec{B} que produce una espira circular en un punto del eje que diste una distancia x desde el centro de la misma, sabiendo que circula por la espira una intensidad de corriente I .

Nota: utilizar la ley de Biot-Savart, y simetría.

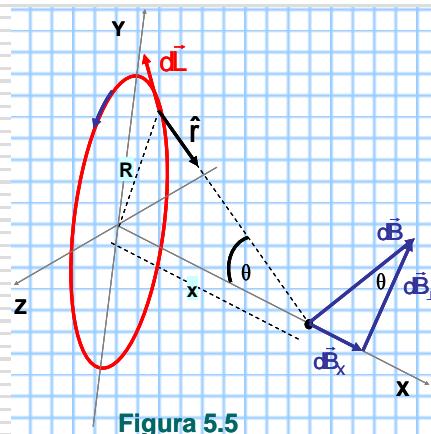


Figura 5.5

Como se observa en la figura 5.5, la dirección del campo magnético $d\vec{B}$ debido al elemento de corriente $Id\vec{L}$, es perpendicular al plano formado por los vectores \hat{r} y $d\vec{L}$. Luego, el vector $d\vec{B}$ se puede descomponer en dos componentes, una paralela al eje de la espira $d\vec{B}_x$ y otra perpendicular $d\vec{B}_{\perp}$. Las componentes perpendiculares se anulan unas con otras (por simetría) y por tanto nos basta con conocer la componente paralela del campo. Es decir, el campo magnético resultante \vec{B} en el punto P estará a lo largo del eje X y puede determinarse al integrar la componente $d\vec{B}_x$.

En este caso se puede observar que cualquier elemento $d\vec{L}$ es perpendicular a \hat{r} y todos los elementos alrededor de la espira se encuentran a la misma distancia r del punto P, de tal manera que $r = \sqrt{x^2 + R^2}$, luego al sustituir estos valores en la ley Biot-Savart, se obtiene:

$$B = \int dB_x = \int dB \sin \theta = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dL}{(x^2 + R^2)} \sin \theta = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dL}{(x^2 + R^2)} \frac{R}{\sqrt{x^2 + R^2}} = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{RI dL}{(x^2 + R^2)^{3/2}}$$

como I , x y R son los mismos para cualquier elemento de corriente $Id\vec{L}$, (constantes), se tiene:

$$B = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{RI dL}{(x^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 IR}{4\pi(x^2 + R^2)^{3/2}} \int dL = \frac{\mu_0 IR}{4\pi(x^2 + R^2)^{3/2}} (2\pi R)$$



$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I R^2}{2(x^2 + R^2)^{3/2}} \hat{i}$$

Si se desea, se puede obtener a partir de ésta expresión el campo magnético de la espira en el centro de ella, para esto basta con tomar $x = 0$:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2R} \hat{i}$$

De la misma manera, se puede llegar a determinar el campo magnético a distancias mucho mayores al radio de la espira, es decir, cuando $x \gg R$:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I R^2}{2x^3} \hat{i}$$

Por su parte dado que el área de la espira es πR^2 , se puede expresar el campo magnético en términos del momento magnético; como:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi x^3} \hat{i}$$

10.3 LEY DE AMPÈRE

Durante el invierno de 1819 a 1820, Hans Christian Oersted descubrió que las corrientes eléctricas pueden influir sobre las brújulas (figura 5.6). Antes de este descubrimiento sólo había la sospecha de una relación entre la electricidad y el magnetismo. Oersted, al igual que André-Marie Ampère, demostraron que los alambres que transportaban corrientes eléctricas ejercían fuerzas entre sí, y como esos alambres eran eléctricamente neutros, dichas fuerzas no eran de tipo eléctrico. La fuerza que actúa sobre uno de estos alambres, en presencia del otro, en realidad se debe al campo magnético que genera el segundo alambre, sobre el primero.

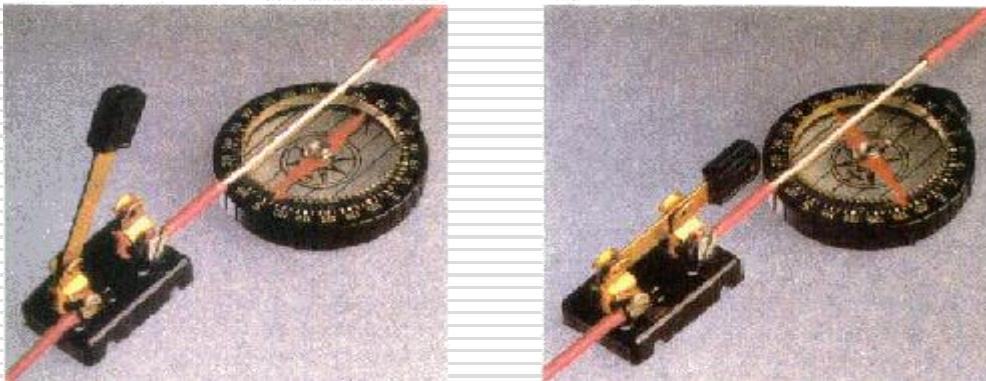
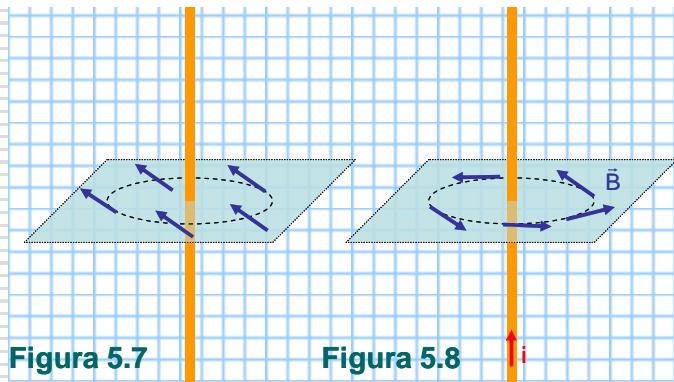


Figura 5.6 Desviación de una aguja magnética, debido a la presencia de un conductor con corriente

En éste experimento, Oersted colocó varias brújulas en un plano horizontal cercanas a un alambre largo y vertical. Cuando no existe una corriente en el alambre, todas las brújulas apuntan en la misma dirección, la del campo magnético terrestre (figura 5.7). Sin embargo, cuando el alambre lleva una gran corriente constante, las brújulas se desvían en la dirección tangente a un círculo perpendicular al alambre (figura 5.8), coincidiendo con la regla de la mano derecha.



Aquí se concluye que las líneas de campo magnético forman circunferencias alrededor del alambre y por simetría, la magnitud de \vec{B} es la misma en cualquier lugar sobre una trayectoria circular que esté centrada en el alambre y que se encuentre en un plano perpendicular al alambre.



Si se varía la corriente y la distancia al alambre, se encuentra que \vec{B} es proporcional a la corriente I e inversamente proporcional a la distancia r al conductor.

La ley de Ampère establece que la integral de línea de $\vec{B} \cdot d\vec{L}$ alrededor de cualquier trayectoria cerrada es igual a $\mu_0 I$, donde I es la corriente constante total, que pasa a través de la superficie limitada por la trayectoria cerrada.

Evaluemos ahora, el producto de $\vec{B} \cdot d\vec{L}$ de tal manera que se sumen estos productos sobre una trayectoria circunferencial centrada en el alambre. A lo largo de esta trayectoria, los vectores \vec{B} y $d\vec{L}$ son paralelos en cada punto como podemos observar en la figura 5.8, y luego entonces $\vec{B} \cdot d\vec{L} = B dL \cos 0^\circ = B dL$, ya que $\theta = 0^\circ$.

Además, \vec{B} es constante en magnitud sobre este círculo y está dado por la Ley de Biot-Savart, por lo tanto, la suma de los productos $\vec{B} \cdot d\vec{L}$ está dada por la Ley de Ampere:

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 I \quad \text{ec. 62}$$

La ley de Ampère se utiliza para el cálculo de campos magnéticos de configuraciones de corriente con un alto grado de simetría.



Ejemplo 5.3 Un conductor cilíndrico largo de radio R , lleva una corriente constante I_0 distribuida uniformemente a través de la sección transversal. Determinar el valor del campo magnético \vec{B} producido en puntos ubicados a una distancia r de su eje de simetría:

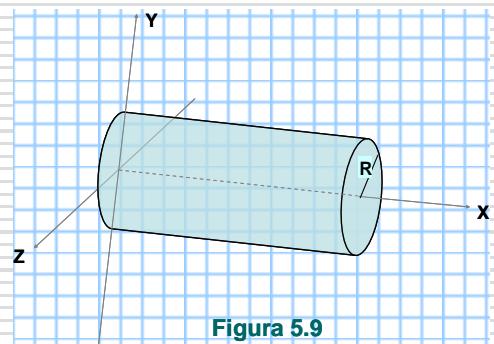


Figura 5.9

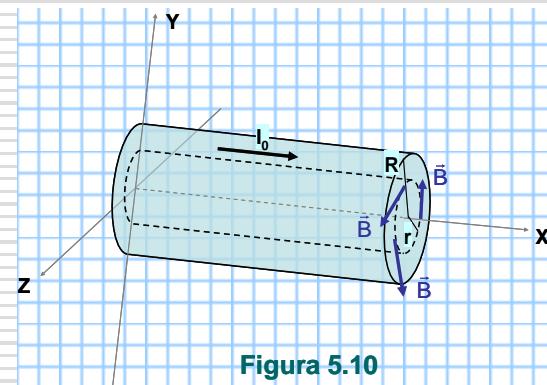


Figura 5.10

a) Para $r < R$ (interior del alambre) se observa en la figura 5.10 que se ha tomado una porción del conductor largo, es decir, no se ha considerado toda la corriente que pasa por el conductor sino una proporción de ella ya que la corriente encerrada por la

trayectoria es menor que la corriente total I_0 y puesto que dicha corriente se distribuye en forma uniforme, la densidad de corriente J a través de la sección transversal del alambre es constante. Considerando un cilindro de radio r .

$$J = \frac{I_0}{A_{\text{total}}} = \frac{I}{A_{\text{encerrada}}} \Rightarrow I = I_0 \frac{r^2}{R^2}$$

Aplicando la ley de Ampère

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 I \Rightarrow \oint B dL = \mu_0 I \Rightarrow B \oint dL = \mu_0 I$$

$$B(2\pi r) = \mu_0 I_0 \frac{r^2}{R^2}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi R^2} r \hat{t}$$

donde, \hat{t} es un vector unitario tangente a la trayectoria.

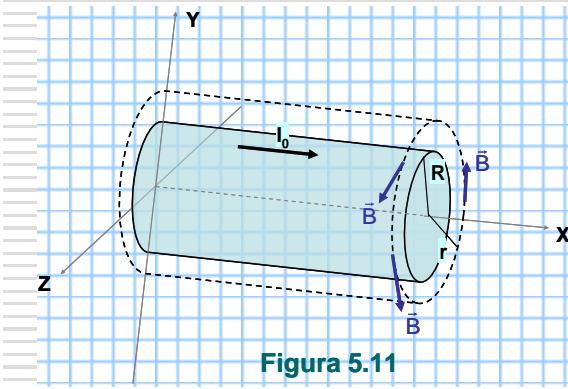


Figura 5.11

b) Para $r > R$ se observa que, la corriente encerrada por la trayectoria es la corriente total I_0 que transporta el conductor, puesto que fuera del alambre no hay corriente. Aplicando la ley de Ampere, se obtiene:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 I \Rightarrow \oint B dL = \mu_0 I_0 \Rightarrow B \oint dL = \mu_0 I_0$$

$$B(2\pi r) = \mu_0 I_0$$
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r} \hat{t}$$

siendo \hat{t} el vector unitario tangente a la trayectoria.

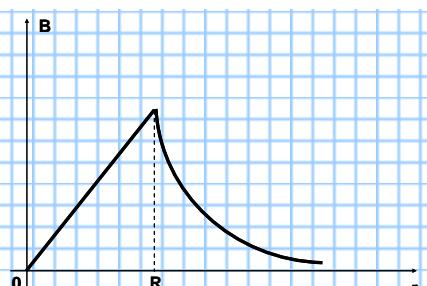


Figura 5.12

Si se compara el comportamiento del campo magnético \vec{B} en función del radio, adentro y afuera del conductor cilíndrico largo, se observa que crece linealmente con la distancia al eje de simetría para puntos del interior del conductor y decrece inversamente con la distancia al eje del conductor para puntos fuera de éste (figura 5.12).

Ejemplo 5.4 Un solenoide es un alambre arrollado en la forma de una hélice. Con esta configuración se puede producir un campo magnético razonablemente uniforme dentro de un pequeño volumen de la región

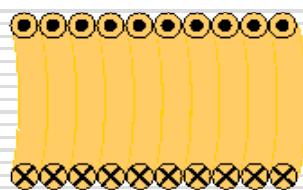


Figura 5.13



interior del solenoide si las espiras adyacentes están estrechamente espaciadas. Por lo que el campo magnético total es el vector suma de los campos debidos a todas y cada una de las espiras. Determinar el valor del campo magnético de un solenoide.

El campo magnético dentro del solenoide es uniforme, las líneas de campo entre las vueltas tienden a cancelarse unas a otras y fuera de él el campo magnético no es uniforme y es débil. Si las espiras están muy próximas y el solenoide tiene una longitud finita, las líneas de campo son como se muestra en la figura 5.14

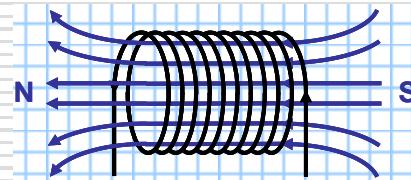


Figura 5.14

En este caso, las líneas divergen en un extremo y convergen en el extremo opuesto. Si se observa cuidadosamente esta distribución de campo en el exterior del solenoide, se encontrará cierta similitud con el campo de un imán. En consecuencia un extremo del solenoide se comporta como el polo norte de un imán, mientras que el extremo opuesto actúa como polo sur. A medida que aumenta la longitud del solenoide, el campo en su interior es más uniforme.

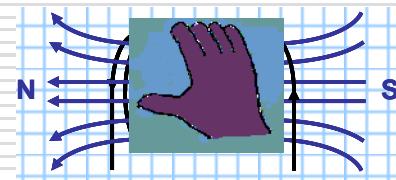


Figura 5.15

Para determinar el campo magnético \vec{B} en el interior de un solenoide ideal que transporta una corriente I , aplicando la ley de Ampere.

Se debe tener en cuenta que el valor del campo magnético:

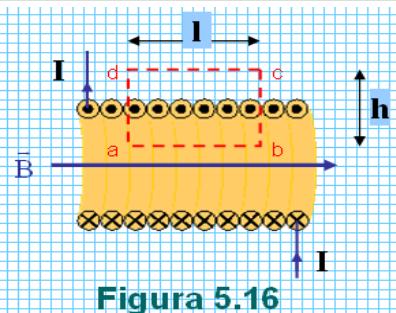


Figura 5.16

- en el interior es uniforme y paralelo a su eje de simetría.
- en el exterior es aproximadamente igual a cero.



Eligiendo la trayectoria rectangular de ancho 1 y alto h, y realizando la integral de línea para la trayectoria cerrada, se obtiene:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \int_a^b \vec{B} \cdot d\vec{L}_1 + \int_b^c \vec{B} \cdot d\vec{L}_2 + \int_c^d \vec{B} \cdot d\vec{L}_3 + \int_d^a \vec{B} \cdot d\vec{L}_4$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \int_a^b B dL_1 \cos 180^\circ + \int_b^c B dL_2 \cos 90^\circ + \int_c^d B dL_3 \cos 0^\circ + \int_d^a B dL_4 \cos 90^\circ$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \int_a^b B dL_1 + 0 + \int_c^d B dL_3 + 0 = B \int_a^b dL_1 + 0 \int_c^d dL_3 = Bl$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = Bl$$

La corriente encerrada por la trayectoria I_{neta} , corresponde a la corriente I_0 que fluye por cada una de las N espiras, es decir:

$$I_{\text{neta}} = NI_0$$

reemplazando las expresiones (a) y (b) en la ley de Ampere, se obtiene el valor del campo magnético para el solenoide, siendo este:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 I_{\text{neta}}$$

$$Bl = \mu_0 NI_0 \Rightarrow \vec{B} = \frac{\mu_0 N}{l} I_0 \hat{p} \Rightarrow \vec{B} = \mu_0 n I_0 \hat{p}$$

donde $n = N/l$ es la densidad lineal de espiras del solenoide ideal y \hat{p} el vector unitario dado por la regla de la mano derecha (figura 5.16).

Ejemplo 5.5 Determinar el valor del campo magnético de una bobina toroidal. Esta consta de N vueltas de alambre devanado alrededor de una estructura en forma de aro (figura 5.17), las vueltas de alambre están estrechamente espaciadas.

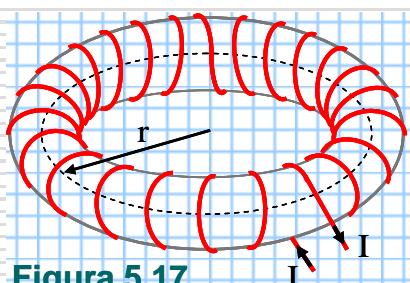


Figura 5.17



Al evaluar la integral $\oint \vec{B} \cdot d\vec{L}$ sobre la circunferencia de radio r , para calcular el campo magnético en el interior del toroide, se observa que dicho campo es constante en magnitud sobre esta trayectoria y de dirección tangente a ésta, es decir:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \oint B dL \cos \theta = \oint B dL \cos 0^\circ = B \oint dL$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = B(2\pi r)$$

sustituyendo este resultado en la ley de Ampere, se obtiene:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 I \Rightarrow B(2\pi r) = \mu_0 NI$$

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

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 N}{2\pi r} I \hat{t}$$

donde N es el número de espiras del toroide y \hat{t} el vector unitario tangente, que define la dirección y sentido del vector campo magnético.

Este resultado demuestra que \vec{B} varía con el inverso de la distancia al centro del toroide ($1/r$) y por lo tanto no es uniforme dentro de la bobina. Sin embargo, si el radio interno del toroide es grande comparado con el diámetro de las espiras, entonces el campo se puede considerar aproximadamente uniforme en el interior. Por otra parte para un toroide ideal, donde las vueltas están estrechamente espaciadas, el campo externo es cero.

10.4 FUERZA MAGNETICA ENTRE DOS CONDUCTORES PARALELOS

Anterior se trató lo referente a la fuerza magnética que actúa sobre un conductor con corriente, que se encuentra sumergido en una región de



campo magnético externo. Como una corriente crea su propio campo magnético, es fácil entender que dos conductores que lleven corriente ejercerán fuerzas magnéticas uno sobre el otro. Dichas fuerzas pueden servir de base para la definición de la unidad de corriente eléctrica en el Sistema Internacional de unidades (S.I.), como lo es el Ampère (A) y la unidad de carga, el Coulomb (C).

Consideremos dos alambres largos, rectos y paralelos separados una distancia a y que llevan corrientes I_1 e I_2 en la misma dirección, como se muestra en la figura 5.18.

Para determinar la fuerza magnética sobre uno de los conductores, por ejemplo el 2, debido al campo magnético generado por la corriente que circula por el conductor 1, se debe aplicar:

$$\vec{F}_2 = i \vec{l}_2 \times \vec{B}_1 \quad \text{ec. 63}$$

donde, \vec{F}_2 es la fuerza sobre el conductor 2 e I_2 su corriente, y el campo magnético que actúa sobre él \vec{B}_1 . El alambre 1 que lleva una corriente I_1 , generando un campo \vec{B}_1 , en la posición del alambre 2, siendo su dirección perpendicular a dicho alambre, como se puede ver en la figura 5.19.

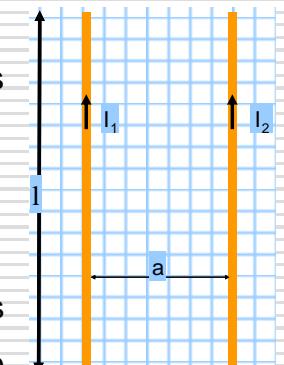


Figura 5.18

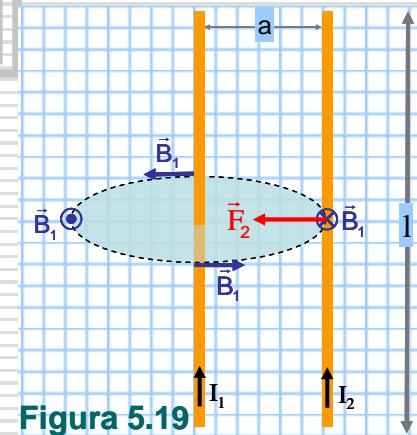


Figura 5.19

Luego, tomando en cuenta la dirección del campo \vec{B}_1 con respecto a la trayectoria circular de radio a , la ecuación (4) queda expresada por:

$$\vec{F}_2 = i \vec{l}_2 \times \vec{B}_1 \Rightarrow F_2 = I_2 l_2 B_1$$



Utilizando la ley de Ampère para determinar el valor del campo magnético \vec{B}_1 , la expresión anterior toma el valor:

$$F_2 = I_2 l_2 B_1 \Rightarrow F_2 = I_2 l_2 \frac{\mu_0}{2\pi a} I_1$$

$$F_2 = I_2 l_2 B_1 \Rightarrow \vec{F}_2 = \frac{\mu_0 l_2}{2\pi a} I_2 I_1 \hat{r}$$

Análogamente se puede determinar la fuerza que ejerce el conductor 2 sobre el 1, obteniéndose una fuerza igual pero de sentido contrario (tercera ley de Newton), lo cual indica que ambos conductores cuando llevan corrientes de igual sentido se atraen y cuando llevan corrientes en sentidos contrarios se separan entre sí.

En resumen, conductores paralelos que lleven corrientes en la misma dirección se atraen uno al otro; y que conductores paralelos que lleven corrientes en direcciones opuestas se repelen entre sí.

10.5 DEFINICION DEL AMPÈRE

Si dos alambres paralelos separados una distancia de 1[m]. llevan la misma corriente y el módulo de la fuerza por unidad de longitud es de 1[N], entonces la corriente que llevan los alambres se define como 1[A].

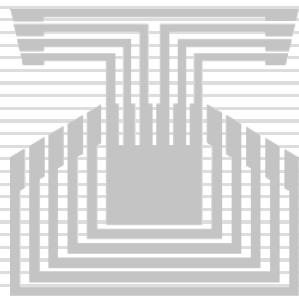
10.6 DEFINICION DEL COULOMB

Si un conductor transporta una corriente constante de 1[A], entonces la cantidad de carga que fluye a través de una sección transversal del conductor en 1[s] es 1[C].



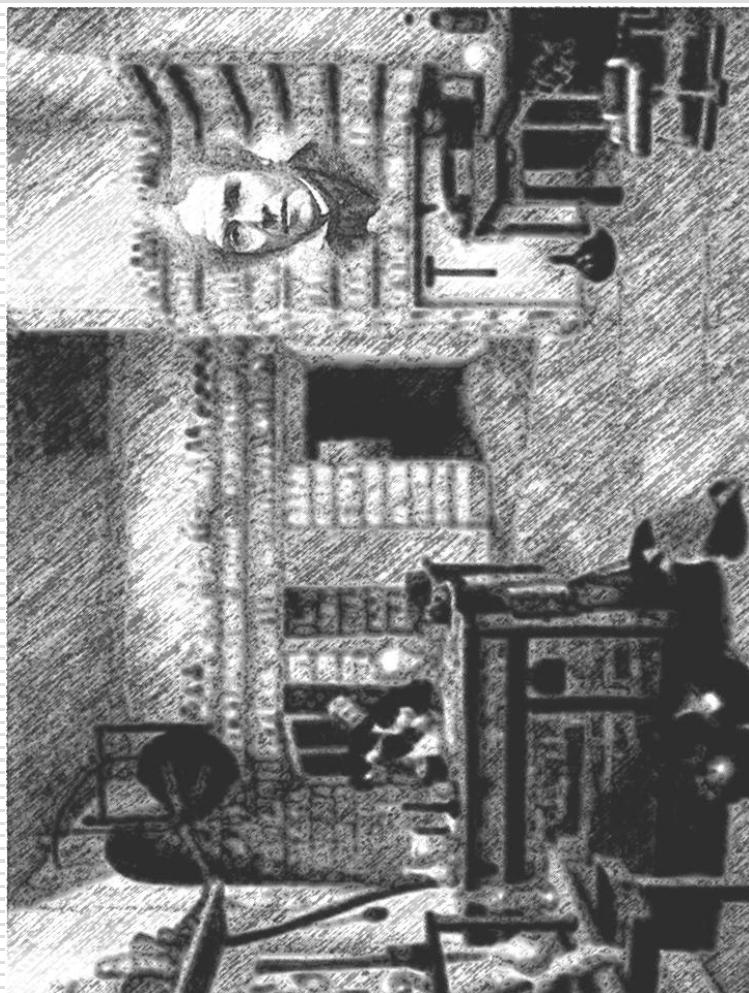
UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

La futura Ciencia del Gobierno debería llamarse Cibernética
(André Marie Ampère, 1834)





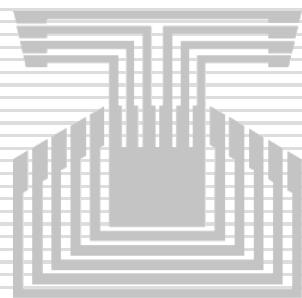
LABORATORIO FARADAY



Michael Faraday en su laboratorio,
por Harriet Moore



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 11

LEY DE INDUCCION ELECTROMAGNETICA

11.1 INTRODUCCION

En los capítulos anteriores se estudio como una corriente genera un campo magnético, en ésta oportunidad estudiaremos el fenómeno inverso, lo que generará una interrogante que no se resolverá, ¿quién genera a quien? *el campo magnético al campo eléctrico o viceversa*, tal vez algún día alguien logre obtener la respuesta, o a lo mejor no la tenga.

Michael Faraday (1791 – 1867), científico autodidacta dedicado al estudio de la filosofía natural, actualmente conocida como química y física. Su aporte más significativo a la química son las Leyes de Faraday de la Electrólisis, punto de partida de la Electroquímica. En el área de la física, siguiendo los trabajos realizados por Christian Oersted, llega a dibujar (1821) las líneas de campo magnético generadas en la vecindad de un alambre conductor que transporta corriente, que lo lleva a enunciar por primera vez el concepto de Campo dentro de la ciencia. Este concepto es el inicio de la actual teoría del Campo Electromagnético.

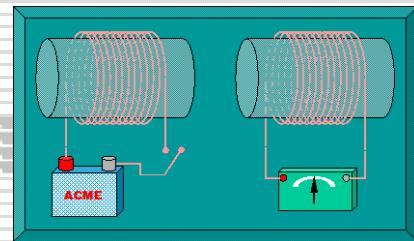
11.2 LEY DE FARADAY - LENZ

Faraday, estudiando los campos magnéticos originados por corrientes eléctricas, llega a establecer la hipótesis: *¿Los campos magnéticos generarán corrientes eléctricas?*. Esta interrogante lo llevó a desarrollar una serie de experimentos y a modificar constantemente los dispositivos e



instrumentos, llegando a construir dos solenoides, donde uno quedara dentro del campo magnético generado por el otro, no logrando obtener corriente en el segundo solenoide. Solo la agudeza de Faraday lo lleva a percatarse que en el momento de conectar la batería cerrando el primer circuito, la aguja del galvanómetro conectado en el segundo solenoide, acusa una pequeña desviación; igualmente queda sorprendido cuando al desconectar la batería, la aguja vuelve a deflectarse pero en sentido contrario. Así descubre la hoy conocida Ley de Inducción Electromagnética. (1831)

Siguiendo el análisis de Faraday, cuando se cierra el circuito que contiene la batería, se genera un campo magnético, afectando al solenoide conectado al galvanómetro, es decir, existe un flujo magnético sobre éste segundo circuito. Hasta aquí el fenómeno era conocido, Faraday se da cuenta que sólo al momento de cerrar el circuito de la batería, el flujo de campo magnético sobre el otro solenoide variaba por un instante y éste hacía que se generara la corriente acusada por el instrumento, ya que al estar la batería desconectada no existe flujo sobre el segundo circuito y al cerrar el primer circuito si existe flujo. Además en el instante de cerrar el circuito la aguja deflecta en una dirección y al abrirlo lo hace en sentido contrario. Así Faraday expresa,



Cuando existe una variación temporal de flujo magnético sobre una espira cerrada, en ella se genera una fem inducida.

Por otra parte la Ley de Lenz (1833), establece que la fem inducida debe ser tal que, si se cierra el circuito inducido,

*si se cierra el circuito inducido,
la corriente que circule por él, evita el efecto que la produce.*



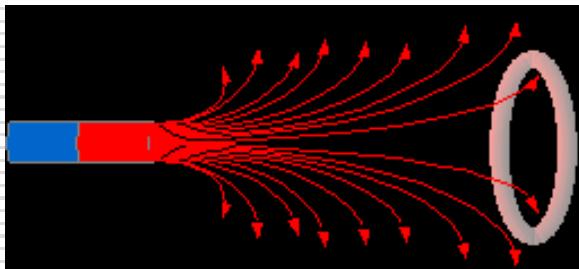
Esto se debe a que la energía del sistema debe permanecer constante. Por esta razón, la Ley de Inducción Electromagnética se le conoce con el nombre de Ley de Faraday – Lenz. Matemáticamente para una espira se puede enunciar como:

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt} \quad \text{ec. 64}$$

Donde ε es la fem inducida, $d\Phi/dt$ es la variación temporal de flujo magnético y siempre es contraria al efecto que la produce. Además, se puede observar en esta ecuación, que la fem inducida depende de la variación temporal del campo magnético, el área de la espira sobre la cual está actuando dicho campo y/o el ángulo que forman el vector campo magnético y el vector de área. Es decir cualquiera de estos tres conceptos que varíe temporalmente implica la generación de una fem inducida.

EJEMPLOS DE LA LEY DE INDUCCION

La figura 1 simula una espira que se acerca y se aleja del polo de un imán. En tal situación se puede observar que a medida que transcurre el tiempo el flujo

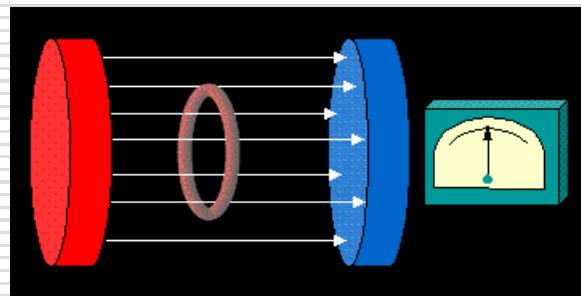


magnético en el interior de la espira varía, y de acuerdo a la Ley de Faraday – Lenz, se generá en la espira una fem inducida.

$$\frac{d\Phi}{dt} \propto \frac{dB(r)}{dt} \quad \text{ec.65}$$

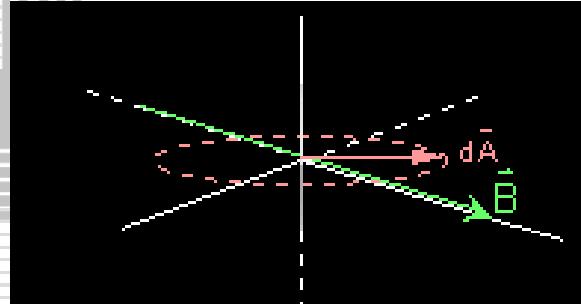


La figura 2 simula una espira encerrada en el entrehierro de un electroimán de campo variable en el tiempo. Cuando el campo magnético uniforme del electroimán varía su magnitud, provoca que el flujo magnético en el interior de la espira varíe, en consecuencia se generará en la espira una fem inducida.



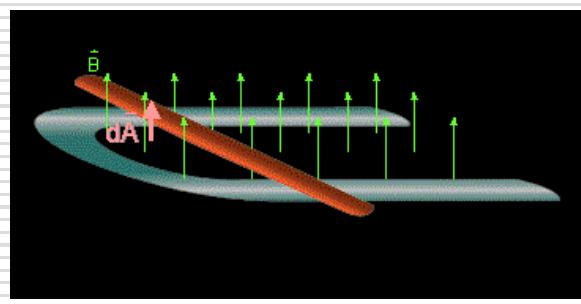
$$\frac{d\Phi}{dt} \propto \frac{dB(t)}{dt}$$
 ec. 66

La figura 3 simula una espira que rota en un campo magnético uniforme y constante. En tal situación se puede observar que a medida que transcurre el tiempo, el flujo magnético a través del área de la espira varía, debido a que el ángulo entre los vectores cambia.



$$\frac{d\Phi}{dt} \propto \frac{d}{dt}(\vec{B} \cdot \vec{A})$$
 ec. 67

La figura 4 simula una varilla que se desliza sobre un conductor en forma de U limitando un área con vector paralelo al campo magnético. En ella la varilla se mueve con velocidad constante variando el área y por ende, generándose en la espira una fem inducida

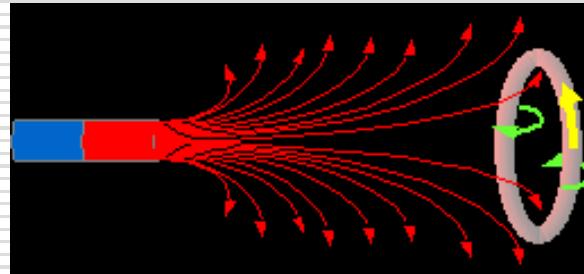




$$\frac{d\Phi}{dt} \propto \frac{dA(t)}{dt}$$

ec. 68

El signo menos que aparece en la expresión matemática de la Ley de Inducción es la representación algebraica de la Ley de Lenz y para ello la figura 5 ilustra la dirección de la corriente inducida y el campo magnético inducido.



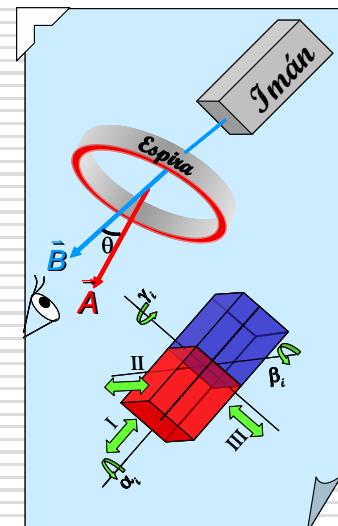
Al acercarse la espira al imán, aumenta el flujo en el interior de la espira, el campo magnético inducido se opone a este aumento (flechas verdes) y la corriente inducida asociada a este campo respeta la regla de la mano derecha (flecha amarilla). Cuando la espira se aleja del polo del imán, el flujo magnético disminuye, por lo que el campo inducido aparece oponiéndose a tal disminución, en consecuencia la corriente inducida recorre la espira en sentido contrario.

EJERCICIOS

Se tiene un sistema formado por un conductor cerrado en forma de espira y un imán permanente (\vec{B} constante). Se analizarán algunas de las formas de generar y determinar el sentido de la corriente inducida en la espira.

Desarrollo

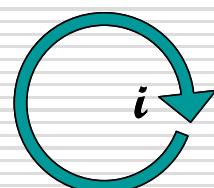
El análisis se realizará por partes, primero se considerarán algunas de las opciones de movimiento del imán, y luego de la espira.



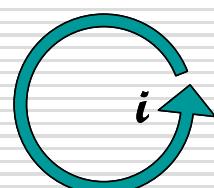


Imán	Se acerca	Polo norte
		Polo sur
	Se aleja	Polo norte
		Polo sur
	Rotación	Según eje α (horario, antihorario) Según eje β (horario, antihorario) Según eje γ ((horario, antihorario))

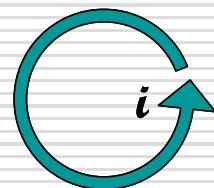
i) Cuando el imán se acerca a la espira enfrentando su polo norte, el flujo en el interior de la espira aumenta, luego se induce una corriente en la espira con un campo inducido que se opone al campo inductor, en tal caso la corriente inducida tiene el sentido mostrado en la figura.



ii) Cuando el imán se acerca a la espira enfrentando su polo sur, el flujo en el interior de la espira aumenta, la corriente inducida es tal que su campo inducido, contrarreste al campo inductor, como se muestra en la figura.

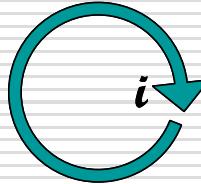


iii) Cuando el imán aleja su polo norte de la espira, el flujo en el interior de la espira disminuye, la corriente inducida es tal que su campo inducido contribuye al campo inductor, el sentido de la corriente es como se muestra en la figura.





iv) Cuando el imán aleja su polo sur de la espira, el flujo en el interior de la espira disminuye, la corriente inducida es tal que su campo inducido contribuye al campo inductor, el sentido de la corriente es como se muestra en la figura.



v) Cuando el imán gira según el eje α_i , ya sea en sentido horario o antihorario, el flujo magnético en el interior de la espira no varía, luego no hay inducción

vi) Cuando el imán gira respecto de su eje β_i , enfrentado inicialmente en el polo norte, el flujo disminuye, por lo tanto el campo inducido tiene que contribuir al campo inductor, en tal caso la corriente en la espira es horaria, pero cuando el polo sur empieza a acercarse a la espira por efecto de la rotación, el flujo comienza a aumentar y el campo inducido debe contrarrestar el efecto, en tal caso la corriente inducida es antihoraria... Así sucesivamente. Este es el caso de una generación de corriente alterna en una espira.

vii) Cuando el imán gira respecto de su eje γ_i , enfrentado inicialmente en el polo norte, el análisis es similar al anterior. Se genera a través de la espira una corriente alterna.

Los parámetros que definen la corriente alterna dependerán de las condiciones experimentales, tales como material de la espira, características del imán, velocidad de rotación del imán, entre otras.



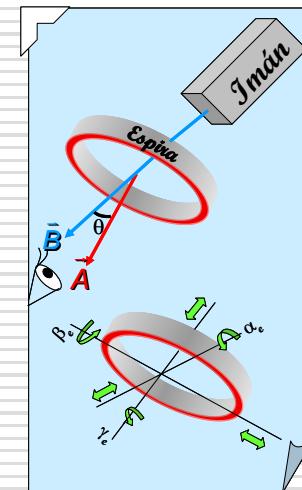
Nota: Los movimientos indicados en la figura, así como otros que pueden realizarse se dejan de ejercicio al estudiante.



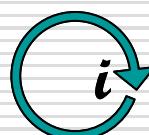
En segundo lugar se considerarán algunas de las opciones de movimiento de la espira.

Espira	Se acerca	Enfrentado al Polo norte
		Enfrentado al Polo sur
	Se aleja	Enfrentado al Polo norte
		Enfrentado al Polo sur
	Rotación	Según eje α (horario, antihorario) Según eje β (horario, antihorario) Según eje γ ((horario, antihorario)o

viii) Cuando la espira se acerca al imán enfrentando su polo norte, el flujo en el interior de la espira aumenta, luego se induce una corriente en la espira con un campo inducido que se opone al campo inductor, en tal caso la corriente inducida tiene el sentido mostrado en la figura.



Esta situación es análoga al caso de acercarse el imán a la espira, resultado en nada extraño pues el movimiento es relativo.

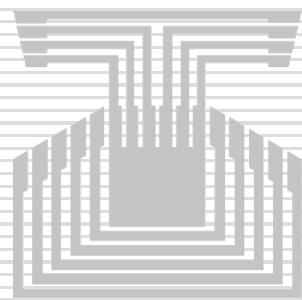




- ix) Cuando la espira se acerca al imán enfrentando el polo sur, se repite la situación planteada en el punto ii), la corriente inducida es antihorario.
- x) De la misma manera cuando la espira se aleja del imán, las situaciones son análogas a los puntos iii) e iv), es decir las corrientes inducidas son antihoraria y horaria respectivamente.
- xi) Para efecto de la rotación de la espira sobre su eje γ_e el flujo en el interior de la misma no cambia, por lo que no existen fem o corriente inducidas, análogo al caso de la rotación del imán sobre su eje α_i .
- xii) Cuando la espira rota sobre su eje α_e o sobre su eje β_e se producen fem y corrientes inducidas, semejantes a los casos estudiados en el imán, para los ejes β_i y γ_i , respectivamente.
- xiii) Cuando la espira esta sumergida en el campo magnético del imán y esta varía su área, ya sea aumentándola o disminuyéndola, en su interior aumentará o disminuirá el flujo del campo inductor, luego en la espira aparecerá un campo inducido que tenderá a contrarrestar tal efecto, por ello se generará corriente inducida, para el primer caso será antihoraria y en el segundo horaria.
- xiv) Al igual que en la situación del imán, los otros movimientos y los efectos que ellos producen sobre la espira se dejan para que los resuelva el alumno.

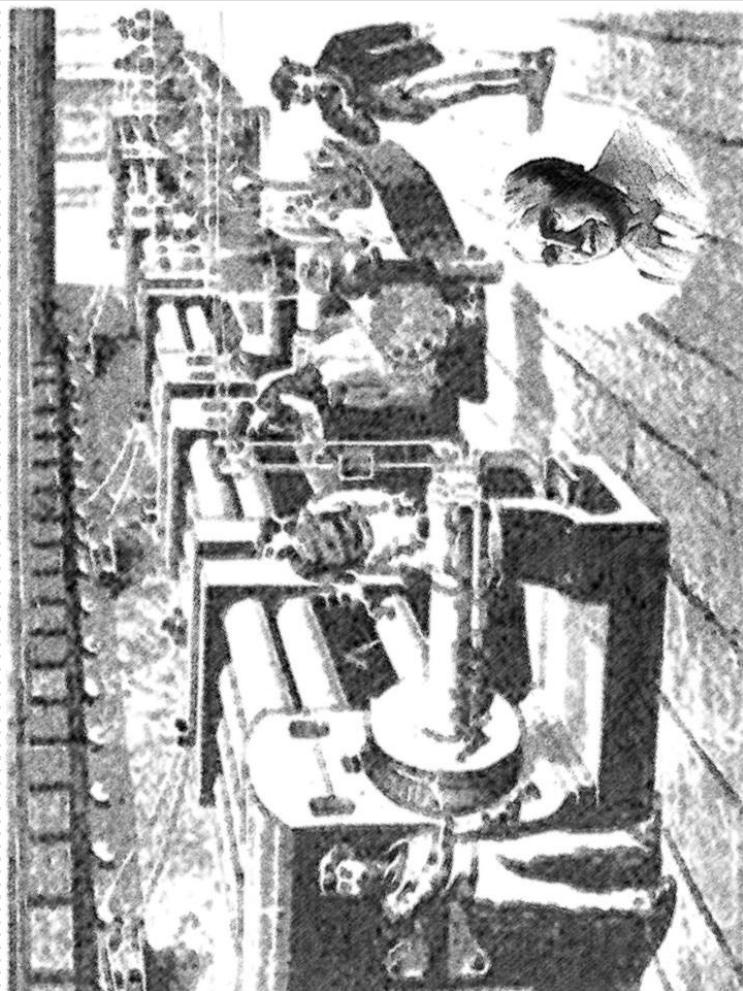


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





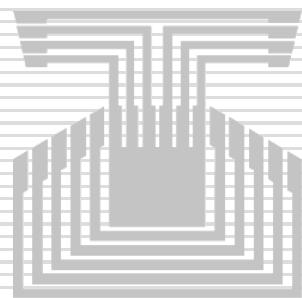
TOMAS ALVA EDISON



Dinamo en Central de Pearl Street,
Manhattan, 1882



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 12

AUTOINDUCCION

12.1 AUTOINDUCCION

El flujo magnético presente en un circuito se debe a la propia corriente y a la corriente de los circuitos vecinos. Si se considera una espira, por la que circula una corriente I , se observa que el campo es proporcional a la corriente en todo punto, por lo que el flujo también es proporcional a la corriente. Esto se puede enunciar como:

$$\Phi_B = L I \quad \text{ec. 69}$$

Donde L es una constante de proporcionalidad llamada *Autoinducción* de la bobina. La unidad internacional de medida es:

$$1 \left[\frac{\text{Wb}}{\text{A}} \right] = 1[\text{H}] = 1[\text{Henry}]$$

Ejemplo: Autoinducción de un solenoide. El valor del campo magnético para un solenoide de longitud l y N vueltas apretadas por las que circula una corriente I , ya fue calculado, siendo éste:

$$B = \frac{\mu_0 N}{l} I \quad \text{siendo el flujo sobre una espira: } \Phi_B = \frac{\mu_0 N}{l} I A$$

$$\text{por lo que el flujo en el solenoide: } \Phi_B = N \frac{\mu_0 N}{l} A I$$

$$\text{Donde la autoinducción para el solenoide será: } L = \frac{\mu_0 N^2}{l} A \Rightarrow L = \mu_0 n^2 V$$



Si la corriente en el circuito varia, también varía el campo y el flujo, por lo que se produce una fem inducida:

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \frac{d(LI)}{dt} \Rightarrow \frac{d\Phi_B}{dt} = L \frac{dI}{dt}$$

Aplicando la Ley de Faraday - Lenz

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -L \frac{dI}{dt}$$

De tal manera que la diferencia de potencial entre los extremos del inductor queda expresada por:

$$\Delta V = \varepsilon - IR \Rightarrow \Delta V = -L \frac{dI}{dt} - IR$$

Nota: Para una bobina o solenoide con muchas vueltas la fem autoinducida es grande por lo que se les suele llamar inductor. Cuando consideremos el solenoide ideal, supondremos $R=0$

$$V_L = L \frac{dI}{dt} \quad \text{ec. 70}$$

Ejemplo: Una inductancia de 10[H] lleva una corriente de 2[A]. ¿Cómo puede hacerse para que se forme en ella una fem autoinducida de 100[V]?

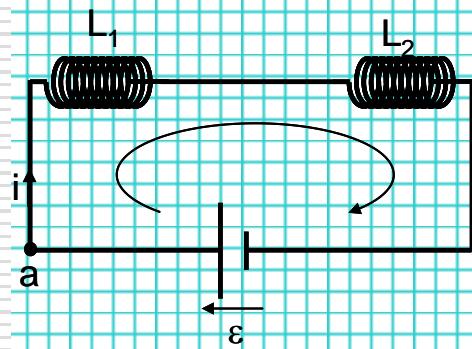
$$\begin{aligned} \varepsilon &= -L \frac{di}{dt} \\ L &= -\frac{\varepsilon}{\frac{di}{dt}} \Rightarrow \frac{di}{dt} = \frac{\varepsilon}{L} \\ &\Rightarrow \frac{di}{dt} = \frac{100}{10} = 10 \text{ [A/s]} \end{aligned}$$



Ejemplo: Conexión de Inductancias en Serie: Dos inductancias L_1 y L_2 se conectan en serie y están separadas una gran distancia. Demostrar: Que la inductancia equivalente $L_e = L_1 + L_2$. ¿Por qué deben estar muy separadas?

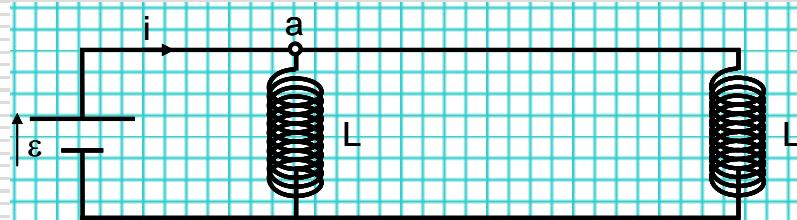
$$\begin{aligned}\varepsilon - L_1 \frac{di}{dt} - L_2 \frac{di}{dt} &= 0 \\ \varepsilon = (L_1 + L_2) \frac{di}{dt} &\Rightarrow \varepsilon = L \frac{di}{dt}\end{aligned}$$

$$\therefore L_e = L_1 + L_2 + L_3 + \dots + L_n \quad \text{ec. 71}$$



Las inductancias L_1 y L_2 se deben separar bastante para evitar la inducción mutua

Ejemplo: Conexión de Inductancias en Paralelo: Dos inductancias L_1 y L_2 se conectan en paralelo y están separadas una gran distancia. Demostrar que la inductancia equivalente $L_e = L_1 L_2 / (L_1 + L_2)$



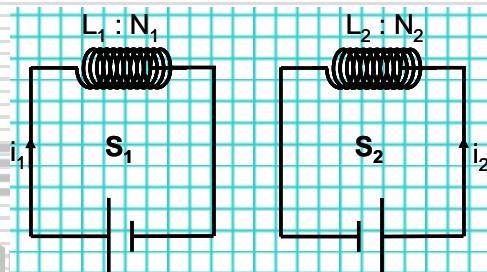
$$\begin{aligned}i = i_1 + i_2 \Rightarrow \frac{di}{dt} = \frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} \\ \text{pero } \frac{\varepsilon}{L} = \frac{di}{dt} \quad \left. \right\} \Rightarrow \frac{di}{dt} = \left[\frac{\varepsilon}{L_1} + \frac{\varepsilon}{L_2} \right] \Rightarrow \frac{di}{dt} = \varepsilon \left[\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \right] \\ \therefore \frac{1}{L_e} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_3} + \dots + \frac{1}{L_n} \quad \text{ec. 72}\end{aligned}$$



12.2 INDUCCION MUTUA

Cuando dos o más circuitos se encuentran cercanos uno del otro el flujo magnético no sólo dependerá de la propia corriente del circuito sino también de la corriente de los circuitos próximos. Para los circuitos de la figura el flujo total que atraviesa la superficie S_1 será debido al campo B_1 producido por la corriente I_1 , y el campo B_2 producido por la corriente I_2 .

Considerando que el flujo a través de la bobina 2, producido por la bobina 1, Φ_{21} , se define la *Inductancia Mutua* M_{21} de la bobina 2 respecto de la uno, como:



$$N_2 \Phi_{21} = M_{21} I_1 \Rightarrow M_{21} = \frac{N_2 \Phi_{21}}{I_1}$$

Análogamente al caso de la autoinducción la inducción mutua depende de la geometría de ambos circuitos y de la orientación espacial entre ellos.

Si la corriente I_1 varia con el tiempo, vemos a partir de la ley de Faraday y de la definición de inductancia mutua que la fem inducida en la bobina 2 debida a la bobina 1 es:

$$\left. \begin{array}{l} \varepsilon_2 = -N_2 \frac{d\Phi_{21}}{dt} \\ M_{21} = \frac{N_2 \Phi_{21}}{I_1} \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon_2 = -M_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad \text{ec. 73}$$

Análogamente si la corriente I_2 varia con el tiempo, la fem inducida en la bobina 1 debida a la bobina 2 es:



$$\left. \begin{array}{l} \varepsilon_1 = -N_1 \frac{d\Phi_{12}}{dt} \\ M_{12} = \frac{N_1 \Phi_{12}}{I_2} \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon_1 = -M_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad \text{ec. 74}$$

A manera de conclusión se puede decir: *La fem inducida por inducción mutua en una bobina es proporcional a la razón de cambio de la corriente en la bobina vecina.*

Nota:

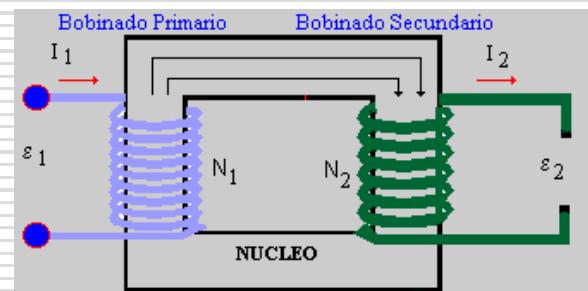
- Cuando la separación entre los circuitos aumenta, la inductancia mutua disminuye debido a que el flujo que encierra a los circuitos disminuye
- Cuando la razón de cambio de las corrientes son iguales, las inductancias mutuas son iguales entre sí ($M_{12} = M_{21} = M$)

12.3 APLICACIONES DE INDUCCION

El Transformador: Un solenoide de longitud L_1 tiene N_1 vueltas, conduce una corriente I y tiene un área transversal A . Una segunda bobina se enrolla en el núcleo de hierro, como muestra la figura.

Encuentre la inductancia mutua del sistema, suponiendo $N_1=500$ [vueltas], $A=3 \cdot 10^{-3} [\text{m}^2]$, $L=0.5 [\text{m}]$ y $N_2=8$ [vueltas]

Dado que el solenoide 1 conduce una corriente I_1 el campo magnético, el flujo y la inductancia mutua sobre el solenoide 2 son, respectivamente:



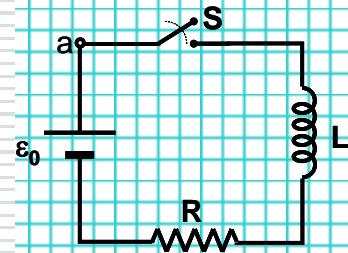


$$\left. \begin{array}{l} B_1 = \frac{\mu_0 N_1 I_1}{\ell} \\ \Phi_{21} = B_1 A \\ M = \frac{N_2 \Phi_{21}}{I_1} \end{array} \right\} \Rightarrow M = \mu_0 \frac{N_1 N_2 A}{\ell} \Rightarrow M = 4\pi 10^{-7} \frac{500 8 3 10^{-3}}{0.5} \Rightarrow M = 30 [\mu\text{H}]$$

Nota: Para ver algunas imágenes sobre transformadores de uso real, ingrese en www.google.com busque en Imágenes la palabra transformador

12.4 CIRCUITO RL Y ENERGIA MAGNETICA

Considérese un circuito serie formado por una batería de fem ε_0 , una inductancia L , una resistencia total R y un interruptor S . En el instante en que se cierra el interruptor se establece una corriente I en el circuito y la diferencia de potencial establecida en cada elemento del circuito es:



$$\varepsilon_0 - L \frac{dI}{dt} - IR = 0$$

Por lo que la energía potencia en cada elemento es:

$$\varepsilon_0 I - LI \frac{dI}{dt} - I^2 R = 0$$

Donde:

$\varepsilon_0 I$ es la potencia entregada por la batería

$LI \frac{dI}{dt}$ es la potencia en la inductancia

$I^2 R$ es la potencia disipada en la resistencia



Sí se define la *energía potencial magnética* por U_B , entonces la potencia en la inductancia se puede expresar por:

$$\frac{dU_B}{dt} = LI \frac{dI}{dt}$$

Luego la variación infinitesimal de la energía potencial magnética es:

$$dU_B = LIdI$$

Integrando la expresión desde $t=0$ en que la corriente es cero, hasta un tiempo $t=\infty$, cuando la corriente ha alcanzado su valor máximo I_0 , se obtiene:

$$U_B = \int dU_B = \int_0^{I_{\max}} LIdI = \frac{1}{2}LI^2 \Rightarrow U_B = \frac{1}{2}LI^2 \quad \text{ec. 75}$$

Energía almacenada en el inductor

Por otra parte la corriente del circuito RL debe ser obtenida a partir de la solución de la ley de las mallas establecida al inicio de este desarrollo, es decir, resolver la ecuación:

$$\varepsilon_0 - L \frac{dI}{dt} - IR = 0 \quad \text{ec. 76}$$

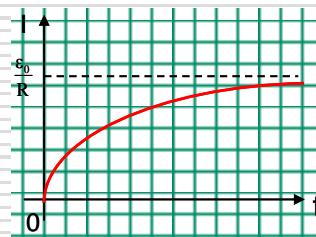
Ordenando términos y resolviendo la integral, se obtiene:

$$\begin{aligned} LdI = (\varepsilon_0 - IR)dt &\Rightarrow dt = \frac{LdI}{\varepsilon_0 - IR} \Rightarrow \int_0^t dt = \int_0^I \frac{LdI}{\varepsilon_0 - IR} \\ \int_0^t dt = -\frac{L}{R} \int_0^I \frac{-RdI}{\varepsilon_0 - IR} &\Rightarrow t = -\frac{L}{R} \ln(\varepsilon_0 - IR) \Big|_0^I \Rightarrow -\frac{R}{L}t = \ln(\varepsilon_0 - IR) - \ln \varepsilon_0 \\ -\frac{R}{L}t = \ln \left(\frac{\varepsilon_0 - IR}{\varepsilon_0} \right) &\Rightarrow e^{-\frac{R}{L}t} = \frac{\varepsilon_0 - IR}{\varepsilon_0} \Rightarrow \varepsilon_0(1 - e^{-\frac{R}{L}t}) = IR \Rightarrow \end{aligned}$$



$$I = \frac{\varepsilon_0}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) \quad \text{ec. 77}$$

Corriente y gráfica del circuito RL, al momento de conectarse a la fem

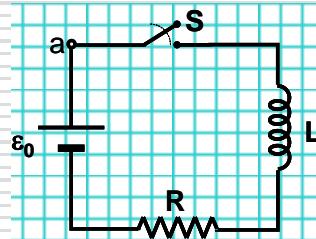


El término L/R que acompaña a la variable t , se le llama *constante de tiempo* y suele escribirse usando la letra griega tau, es decir:

$$\tau = \frac{L}{R} \quad \text{ec. 78}$$

Ejemplo: Considérese un circuito serie formado por una batería de fem $12[V]$, una inductancia $L=5[mH]$, una resistencia total $R=15[\Omega]$ y un interruptor S .

Determinar:



- La corriente máxima que se alcanza en el circuito
- La constante de tiempo
- Cuanto tiempo demora el circuito en alcanzar el 99% de la corriente máxima
- La energía magnética almacenada en el inductor cuando alcanza la corriente máxima

$$I = \frac{\varepsilon_0}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) \quad \text{La corriente máxima se alcanza cuando el tiempo de}$$

conexión es muy grande ($t \rightarrow \infty$), es decir:

$$I = \frac{\varepsilon_0}{R} \Rightarrow I_{\max} = \frac{12}{15} = 0.8[A]$$

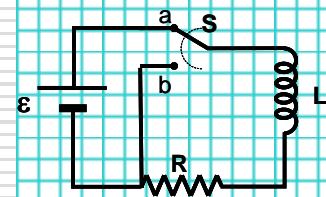
$$\tau = \frac{L}{R} \Rightarrow \tau = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{15} = 0.3[ms]$$



$$I = \frac{\epsilon_0}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t}) \Rightarrow 0.99I_{\max} = I_{\max} (1 - e^{-0.3 \cdot 10^{-3} t}) \Rightarrow 0.01 = e^{-0.3 \cdot 10^{-3} t} \Rightarrow t = 1.4 \text{ [ms]}$$

$$U_B = \frac{1}{2} L I_{\max}^2 \Rightarrow U_{B_{\max}} = \frac{1}{2} 5 \cdot 10^{-3} \cdot 0.8 \Rightarrow U_{B_{\max}} = 1.6 \text{ [mJ]}$$

Ejemplo: Considérese un circuito serie conectado a una batería de fem ϵ_0 durante un largo tiempo, una inductancia L , una resistencia total R y un interruptor S . Al pasar el interruptor de la posición a - b, la energía almacenada en el inductor se disparará al medio a través de la resistencia, suponiendo que en $t=0$ la corriente es I_0 determinar la corriente en el circuito.

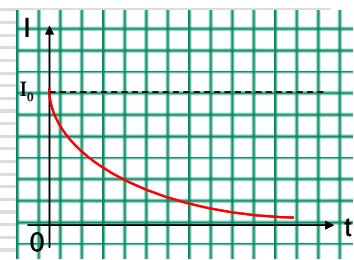


Al pasar el interruptor a la posición b, se elimina la fem de la batería y suponiendo que la resistencia interna de la batería era despreciable, la corriente en el circuito queda expresada a partir de la ley de las mallas, como:

$$-L \frac{dI}{dt} - IR = 0 \quad \text{ec. 79}$$

$$\Rightarrow \int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^t \frac{R}{L} dt \Rightarrow \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\frac{R}{L} t$$

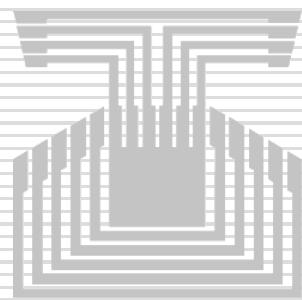
$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} \quad \text{ec. 80}$$



Corriente y gráfica del circuito RL, al momento de desconectarse de la fem



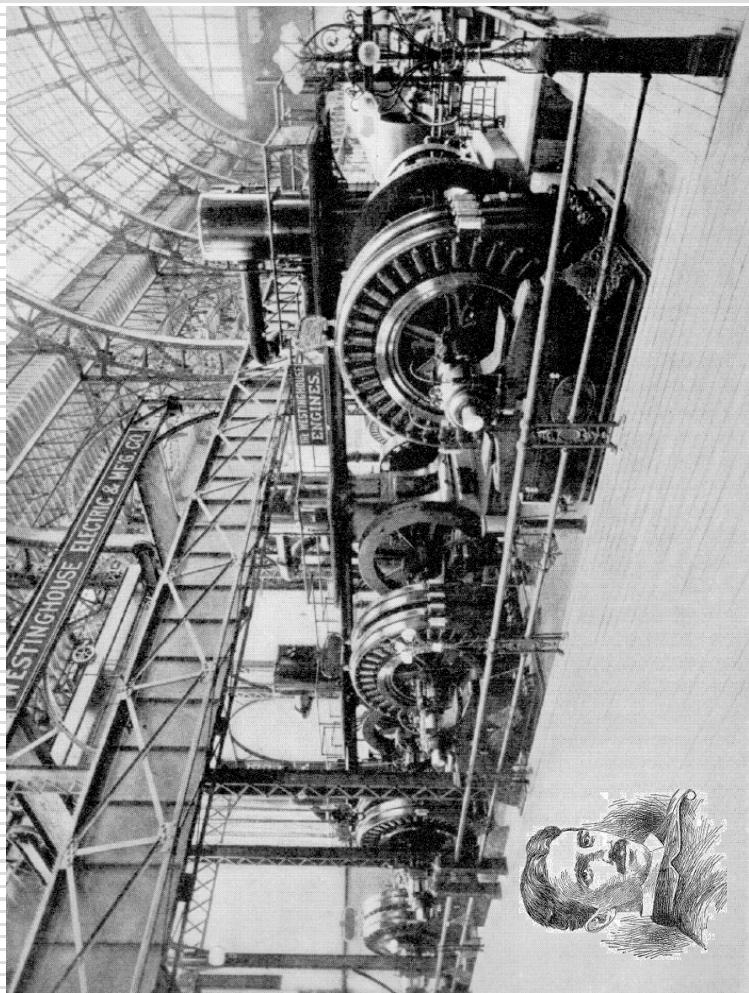
UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





NIKOLA TESLA

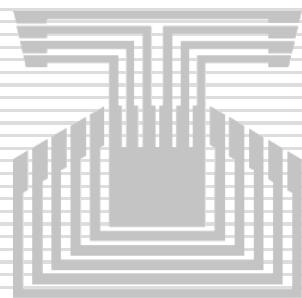
EL HOMBRE QUE ILUMINÓ AL MUNDO



Planta de energía alterna, dos generadores de fase
Feria Mundial de Chicago de 1893



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CAPITULO 13

CORRIENTE ALTERNA

13.1 INTRODUCCION

En la vida cotidiana el uso de la energía eléctrica es cada día más indispensable, siendo una de las razones su forma limpia, en comparación con otras formas de energía, sobre todo la proveniente de combustibles fósiles. Este hecho provocó que en algún momento de la historia tuviese que decidirse si se utilizaba la corriente continua (CC), estudiada anteriormente o la corriente alterna (CA), objeto de este capítulo, para el suministro doméstico, industrial y comercial.



Está discusión como es de conocimiento general, cedió la razón a la corriente alterna, una de las razones es el fácil transporte de grandes cantidades de energía entre puntos distantes, a grandes diferencias de potencial y bajas corrientes, lo que lleva consigo el hecho de una baja pérdida energética por efecto Joule, lo que no ocurre con la corriente continua.



La CA una vez generada y distribuida a grandes distancias, es disminuida en su diferencia de potencial y aumentada su corriente, lo que permite su uso doméstico, comercial e industrial. Este procedimiento es posible gracias a la existencia de una gran diversidad de transformadores que se encuentran instalados en las redes eléctricas de las ciudades.

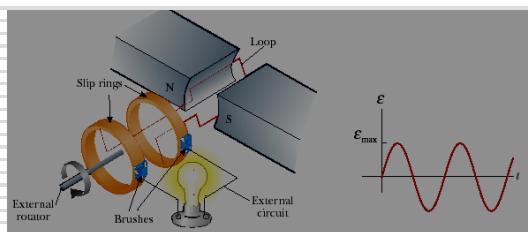




13.2 CORRIENTE ALTERNA

Los generadores de corriente alterna tal como su nombre lo indica, son aquellos en que la corriente en el circuito no es constante, y su forma variable es de tipo alternada, es decir en un sentido y en otro, repetidamente.

La figura muestra un esquema de generador de corriente alterna.



Al observar la figura se aprecia una espira de área A y N vueltas, donde los extremos están unidos a dos anillos separados y conectados por contacto con el circuito externo.

Esta espira gira en un campo magnético uniforme B , lo que indica que el área proyectada perpendicular al campo varía, provocando que el flujo magnético correspondiente sea variable y cambie alternadamente dado el giro sobre el eje.

Este efecto de acuerdo a la ley de Faraday Lenz, produce una fem inducida en la espira, es decir, una fem alterna

En primer lugar el flujo magnético sobre la espira es: $\Phi = AB \cos \theta$

En segundo lugar el flujo magnético sobre las N espiras es variable dado que el ángulo varía periódicamente y la espira gira con MCU, es decir:
 $\theta = \omega t + \delta$

donde ω es la rapidez angular y δ es el ángulo en $t=0$ (desfase).

Derivando el flujo respecto del tiempo y aplicando la Ley de Faraday Lenz se obtiene:



$$\Rightarrow \Phi = NAB \cos(\omega t + \delta) \Rightarrow \frac{d\Phi}{dt} = -NAB\omega \sin(\omega t + \delta)$$

$$\therefore \varepsilon = NAB\omega \sin(\omega t + \delta)$$

La expresión muestra que la fem inducida es función del tiempo y ésta dependencia es además alterna, propiedad dada por la función seno

$$\varepsilon = NAB\omega \sin(\omega t + \delta)$$

Analizando la expresión de la fem inducida y teniendo presente las características de la función seno se observa que su amplitud es constante $NAB\omega$, valor que corresponde a la fem máxima y su período $T = 2\pi/\omega$ ó equivalentemente de frecuencia:

$$f = \omega/2\pi \quad \text{ec. 81}$$

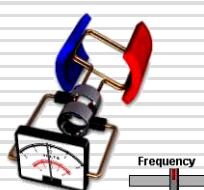
De lo que se deduce que la diferencia de potencial pico-pico es $2\varepsilon_{\max}$, siendo

$$\varepsilon_{\max} = NAB\omega \quad \text{ec. 82}$$

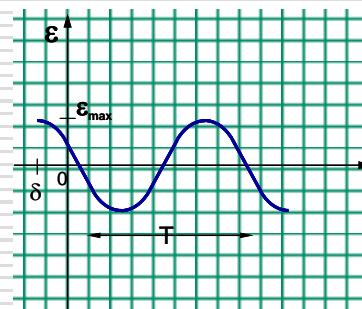
por lo que podemos escribir la expresión de la fem inducida alterna como:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\max} \sin(2\pi f t + \delta) \quad \text{ec. 83}$$

Ecuación y Gráfico del generador de CA



Generador

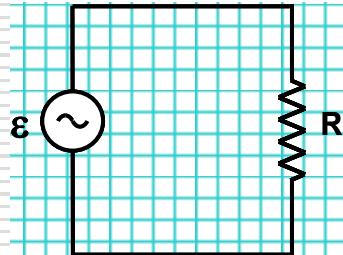


Símbolo



13.3 CIRCUITO R en C. A.

El primer circuito que se analizará es una resistencia R conectada a una fuente de CA, como el mostrado en la figura.



Suponiendo que la fuente es ideal, que la resistencia está conectada directamente a la fem de ella y que el

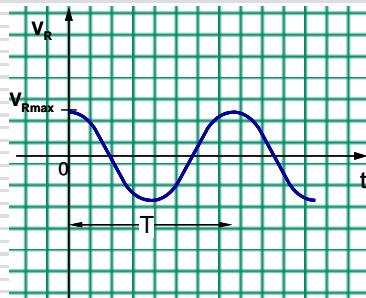
ángulo de desfase inicial es $\pi/2$, se tiene: $\epsilon = \epsilon_{\max} \cos(\omega t)$

$$V_R = \epsilon = \epsilon_{\max} \sin(2\pi f t + \pi/2) = V_{R\max} \cos(2\pi f t)$$

$$V_R = V_{R\max} \cos(\omega t)$$

donde ω es la frecuencia angular de la fuente,

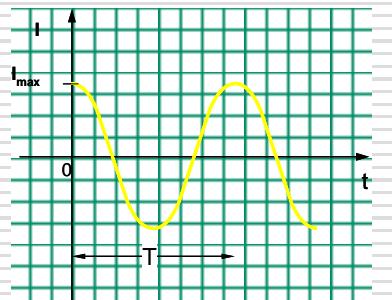
$V_{R,\max} = \epsilon_{\max}$ y la fase de la fem es la misma en la resistencia y la fuente.



Por otra parte aplicando la ley de Ohm, se puede obtener la corriente del circuito.

$$IR = V_R = V_{R\max} \cos(\omega t) \Rightarrow I = \frac{V_{R\max}}{R} \cos(\omega t) \quad \text{donde:}$$
$$I_{\max} = \frac{V_{R\max}}{R} \quad \text{ec. 84}$$

$$I = I_{\max} \cos(2\pi f t) \quad \text{ec. 85}$$



Ecuación y Gráfico de la corriente en un circuito alimentado por un generador de CA

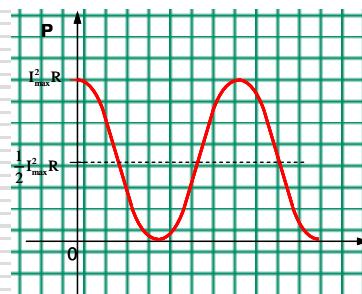
Nota: En una resistencia conectada a un circuito de CA, la corriente y la diferencia de potencial, están en fase



La potencia disipada en el circuito por efecto Joule (calor), varía con el tiempo debido a que la corriente es variable en el tiempo

$$P = RI^2 = R(I_{\max} \cos(\omega t))^2$$

$$\underline{P = RI_{\max}^2 \cos^2(2\pi f t)} \quad \text{ec. 86}$$



La gráfica muestra la potencia en función del tiempo, donde se observa que varía desde 0 a su valor máximo $I_{\max}^2 R$:

El valor que se utiliza en la práctica de la potencia instantánea, es su valor promedio P_m , por lo que utilizando el valor promedio de la función coseno, se obtiene:

$$\underline{\underline{P_m = \frac{1}{2} I_{\max}^2 R}} \quad \text{ec. 87}$$

13.4 VALORES EFICACES en C. A.

Se llama valor eficaz de una corriente alterna, al valor que tendría una corriente continua que produjera la misma potencia que dicha corriente alterna, al aplicarla sobre una misma resistencia. Este valor corresponde a la raíz cuadrada de los cuadrados de los promedios (rms sigla en inglés) de la función seno o coseno.

Valor eficaz de una corriente alterna I_{ef}

$$I_{\text{ef}} = \sqrt{I_m^2} = \sqrt{[I_{\max} \cos(\omega t)]_m^2} = \sqrt{(I_{\max}^2 \cos^2(\omega t))_m} = \sqrt{I_{\max}^2 \frac{1}{2}} \Rightarrow$$

$$\underline{\underline{I_{\text{ef}} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_{\max}}} \quad \text{ec. 88}$$



Valor eficaz de una diferencia de potencial alterna V_{ef}

$$V_{ef} = \sqrt{V_m^2} = \sqrt{[V_{max} \cos(\omega t)]_m^2} = \sqrt{(V_{max}^2 \cos^2(\omega t))_m} = \sqrt{V_{max}^2 \frac{1}{2}} \Rightarrow$$

$$V_{ef} = \frac{1}{\sqrt{2}} V_{max}$$

ec. 89

Valor eficaz de la potencia alterna P_{ef}

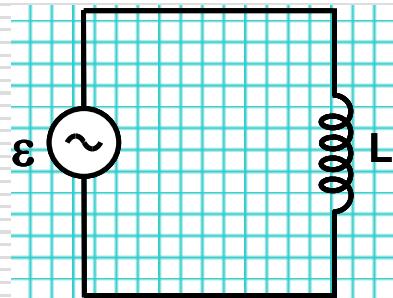
$$P_{ef} = (VI)_m = [(V_{max} \cos(\omega t))(I_{max} \cos(\omega t))]_m = V_{max} I_{max} (\cos^2(\omega t))_m \Rightarrow$$

$$P_{ef} = \frac{1}{2} V_{max} I_{max}$$

ec. 90

13.5 CIRCUITO L en C. A.

El segundo circuito que se analizará es una inductancia L conectada a una fuente de CA, como el mostrado en la figura



Suponiendo que la fuente y la inductancia son ideales, esto es no tienen resistencia propia, que la inductancia está conectada directamente a la fem y que el ángulo de desfase inicial es $\pi/2$, se tiene: $\epsilon = \epsilon_{max} \cos(\omega t)$

Además la diferencia de potencial en un inductor V_L esta dada por: $V_L = L \frac{dI}{dt}$

Aplicando la Ley de las mallas al circuito se tiene:

$$V_L - \epsilon = 0 \Rightarrow V_L = \epsilon = \epsilon_{max} \cos(\omega t) = V_{L,max} \cos(\omega t)$$

reemplazando en la ecuación de V_L queda:



$$V_{L,\max} \cos(\omega t) = L \frac{dI}{dt}$$

reordenando los términos se puede obtener la expresión de la corriente en el circuito

$$V_{L,\max} \cos(\omega t) = L \frac{dI}{dt} \Rightarrow L dI = V_{L,\max} \cos(\omega t) dt \Rightarrow \int dI = \int \frac{V_{L,\max}}{L} \cos(\omega t) dt \Rightarrow$$

$$I = \frac{V_{L,\max}}{L\omega} \sin(\omega t) + Cte$$

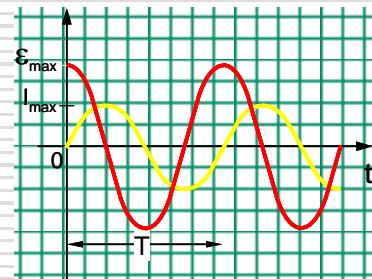
El valor de la constante de integración, debe ser tal que cumpla con la condición de la ley de las mallas, donde resulta que para este caso es cero.

Por lo tanto, la diferencia de potencial y la corriente en el inductor son, respectivamente:

$$V_L = V_{L,\max} \cos(\omega t)$$

$$I = \frac{V_{L,\max}}{L\omega} \sin(\omega t)$$

ec. 91



Nota: la diferencia de potencial en la inductancia está desfasada en $\pi/2$

(adelantada) respecto de la corriente en el circuito, ya que

$$\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = \cos(\omega t)$$

Por otra parte el valor máximo de la corriente en el circuito es: $I_{\max} = \frac{V_{L,\max}}{L\omega}$

Donde se define la *reactancia o impedancia inductiva*, por:

$$X_L = L\omega$$

ec. 92

Nota: A diferencia de la resistencia la impedancia inductiva depende de la frecuencia de la fuente, y la unidad de medida es el Ohm.



La potencia instantánea en la inductancia del circuito es $P_L = V_L I$ es decir:

$$P_L = V_L I = V_{L,\max} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) I_{L,\max} \sin(\omega t) = V_{L,\max} I_{L,\max} \cos(\omega t) \sin(\omega t) \Rightarrow$$
$$\frac{1}{2} V_{L,\max} I_{L,\max} \sin(2\omega t) \Rightarrow$$

$$P_L = P_{L,\max} \sin(2\omega t) \quad \text{ec. 93}$$

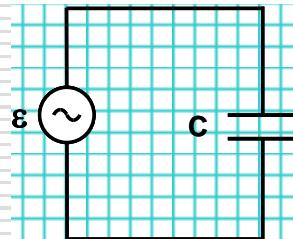
de donde se deduce que para un ciclo de oscilación de la corriente, la potencia oscila dos veces, siendo además la potencia media nula, hecho que indica que la inducción no disipa energía, por lo menos para una inductancia ideal donde la resistencia de ella sea cero

13.6 CIRCUITO C en C. A.

El tercer circuito que se analizará es una capacitancia C conectada a una fuente de CA, como el mostrado en la figura.

Suponiendo que la fuente y la capacitancia son ideales, esto es no tienen resistencia propia, que la capacitancia está conectada directamente a la fem y que el ángulo de desfase inicial es $\pi/2$, se tiene:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\max} \cos(\omega t)$$



Por su parte la diferencia de potencial en la capacitancia V_C esta dada por:

$$V_C = \frac{Q}{C}$$

Aplicando la Ley de las mallas al circuito se tiene:

$$V_C - \varepsilon = 0 \Rightarrow V_C = \varepsilon = \varepsilon_{\max} \cos(\omega t) = V_{C,\max} \cos(\omega t) \quad \text{Donde } \varepsilon_{\max} = V_{C,\max}$$



reemplazando en la ecuación de V_C queda:

$$Q = CV_{C,\max} \cos(\omega t)$$

reordenando los términos se obtiene la expresión de la corriente en el circuito

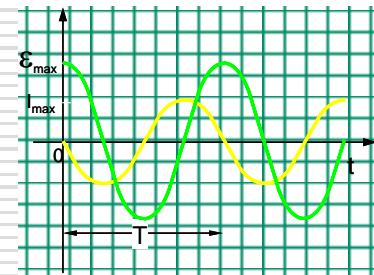
$$I = \frac{dQ}{dt} = -\omega CV_{C,\max} \sin(\omega t) \text{ siendo: } I_{\max} = \omega CV_{C,\max}$$

$$\boxed{I = -I_{\max} \sin(\omega t)} \quad \text{ec. 94}$$

Por lo tanto, la diferencia de potencial y la corriente en la capacitancia son, respectivamente:

$$V_C = V_{C,\max} \cos(\omega t)$$

$$I = -I_{\max} \sin(\omega t)$$



Nota: la diferencia de potencial en la reactancia esta desfasada en $-\pi/2$ (retrasada) respecto de la corriente en el circuito, ya que

$$\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = -\cos(\omega t)$$

Por otra parte el valor máximo de la corriente en el circuito es:

$$I_{\max} = \omega CV_{C,\max} = \frac{V_{C,\max}}{1/\omega C}$$

Donde se define la *reactancia o impedancia capacitiva*, por:

$$\boxed{X_C = \frac{1}{\omega C}} \quad \text{ec. 95}$$

Nota: Análogamente al caso anterior la impedancia capacitiva depende de la frecuencia de la fuente, y la unidad de medida es el Ohm.



La potencia instantánea en la capacitancia del circuito es $P_C = V_C I$, es decir:

$$P_C = V_C I = V_{C,\max} \cos(\omega t) (-I_{\max} \sin(\omega t)) \Rightarrow$$

$$-V_{C,\max} I_{\max} \cos(\omega t) \sin(\omega t) = -\frac{1}{2} V_{C,\max} I_{\max} \sin(2\omega t) \Rightarrow$$

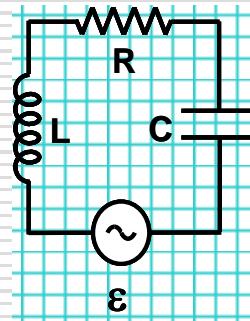
$$\boxed{P_C = -P_{C,\max} \sin(2\omega t)} \quad \text{ec. 96}$$

de donde se deduce que para un ciclo de oscilación de la corriente, la potencia oscila dos veces, siendo además la potencia media nula, hecho que indica que la capacitancia no disipa energía, por lo menos para una capacitancia ideal donde la resistencia de ella sea cero

13.7 CIRCUITO LRC en C. A.

En cuarto lugar se analizará un circuito serie compuesto por una inductancia L , una resistencia R y una capacitancia C , conectados a una fuente de CA, como se muestra en la figura.

Suponiendo que la fuente entrega una diferencia de potencial $\varepsilon = \varepsilon_{\max} \cos(\omega t)$



al aplicar la ley de las mallas al circuito se obtiene:

$$\varepsilon - V_L - V_R - V_C = 0 \Rightarrow \varepsilon_{\max} \cos(\omega t) - L \frac{dI}{dt} - IR - \frac{Q}{C} = 0$$

$$\varepsilon_{\max} \cos(\omega t) - L \frac{d^2Q}{dt^2} - \frac{dQ}{dt} R - \frac{Q}{C} = 0 \Rightarrow \varepsilon_{\max} \cos(\omega t) = L \frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{dQ}{dt} R + \frac{Q}{C}$$

Al resolver la ecuación diferencial lineal no homogénea de segundo orden, se obtiene la corriente del circuito, siendo ésta:



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

$$I = I_{\max} \cos(\omega t - \phi) \quad \text{ec. 97}$$

donde el ángulo de desfase queda dado por :

$$\tan \phi = \frac{X_L - X_C}{R} \quad \text{ec. 98}$$

Siendo δ la constante de fase de un circuito LRC serie

Por su parte la corriente máxima del circuito queda dada por:

$$I_{\max} = \frac{\varepsilon_{\max}}{Z} \quad \text{ec. 99} \quad \text{y} \quad Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \quad \text{ec. 100}$$

El valor $X_L - X_C$ se le llama comúnmente *reactancia total* y al valor Z se le denomina *impedancia del circuito* serie LRC, ambos valores dependen de la frecuencia de la fuente alterna.

Finalmente se puede escribir para la corriente del circuito LRC serie conectado a la fuente de C.A:

$$I = \frac{\varepsilon_{\max}}{Z} \cos(\omega t - \phi)$$

A continuación se presentan algunos Links de Interés para visitar

- http://www.walter-fendt.de/ph14s/accircuit_s.htm
- http://www.walter-fendt.de/ph14s/osccirc_s.htm
- <http://www.sc.ehu.es/sbweb/fisica/elecmagnet/induccion/alterna/alterna.htm>
- <http://es-sun2.fernuni-hagen.de/JAVA/RLCircuit/rlcircuit.html>
- <http://webphysics.ph.msstate.edu/jc/library/21-5/index.html>



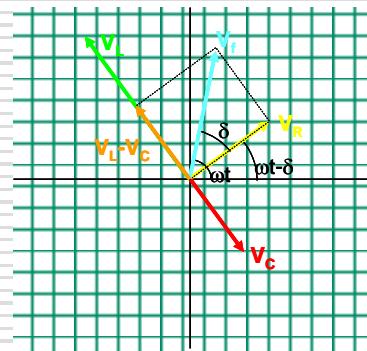
13.8 FASORES en un CIRCUITO LRC de C. A.

Si representamos la diferencia de potencial aplicada al circuito $V_f = V_{f,\max} \cos(\omega t)$ en un diagrama de fasores, se pueden obtener la corriente en el circuito, el ángulo de fase, la reactancia total y la impedancia de manera más sencilla:

Por la ley de las mallas, se tiene: $\vec{V}_f = \vec{V}_R + \vec{V}_L + \vec{V}_C$

expresando a través de los módulos de los fasores, queda:

$$V_{f,\max} = |\vec{V}_R + \vec{V}_L + \vec{V}_C| = \sqrt{V_{R,\max}^2 + (V_{L,\max} - V_{C,\max})^2}$$



además se sabe que los valores máximos son:

$$V_{R,\max} = I_{\max} R ; \quad V_{L,\max} = I_{\max} X_L ; \quad V_{C,\max} = I_{\max} X_C$$

reemplazando:

$$V_f = \sqrt{(I_{\max} R)^2 + (I_{\max} X_L - I_{\max} X_C)^2} = I_{\max} \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = I_{\max} Z$$

También de la figura se puede obtener el ángulo de fase:

$$\tan \delta = \frac{|\vec{V}_L - \vec{V}_C|}{|\vec{V}_R|} = \frac{I_{\max} X_L - I_{\max} X_C}{I_{\max} R} = \frac{X_L - X_C}{R}$$

Por su parte la potencia que disipa un circuito RLC se debe a la presencia de las resistencia conectada en él y su valor es $P = I^2 R$ ó

$$P = R(I_{\max} \cos(\omega t - \delta))^2 = RI_{\max}^2 \cos^2(\omega t - \delta) \Rightarrow P_m = RI_{\max}^2 \frac{1}{2} = I_{\text{ef}}^2 R$$

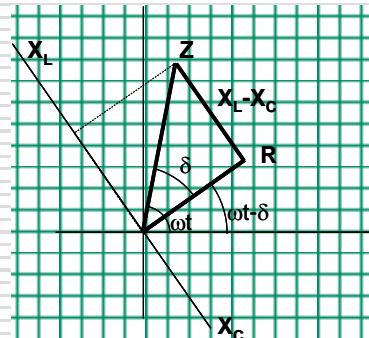
A partir del diagrama fasorial se puede obtener que: $\cos(\phi) = \frac{R}{Z}$



y como $I_{\max} = V_{f,\max} / Z$ queda:

$$P_m = \frac{1}{2} V_{f,\max} I_{\max} \cos(\phi) = V_{f,\text{ef}} I_{\text{ef}} \cos(\phi)$$

el término $\cos\delta$, se llama *factor de potencia del circuito*



13.9 RESONANCIA en un CIRCUITO LRC de C. A.

Si se conecta un condensador C inicialmente cargado a una inductancia L, (circuito LC) se establecerá una corriente en el circuito producto de la energía almacenada en el condensador (energía eléctrica) y por efecto de la corriente se irá generando un campo magnético variable en la inductancia que almacenará una energía magnética en el campo de inducción creado de esta forma. Si se deja conectado el circuito, la corriente en el crecerá hasta un valor máximo y la carga en el condensador disminuirá hasta cero, momento en el cual la corriente en el circuito empezará a disminuir y la carga en el condensador empezará a crecer, este proceso se repetirá indefinidamente (con frecuencia $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$), si la inductancia y el condensador son ideales, es decir no tienen resistencia.

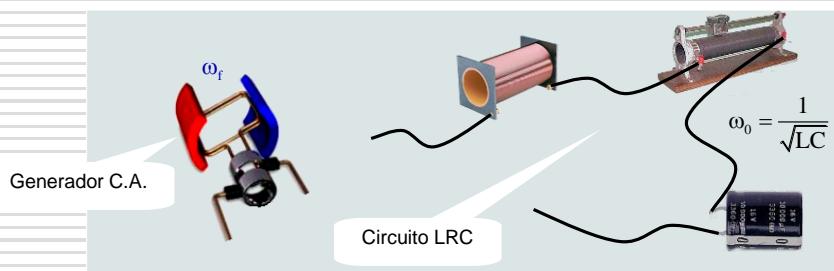
Si la inducción y el condensador se conectan con una resistencia formando un circuito serie, el proceso oscilatorio será semejante al del circuito LC, con la diferencia que la energía electromagnética ya no permanecerá constante, dado que la resistencia disipa energía al medio por efecto Joule. Lo que sí es importante observar es que la frecuencia del oscilador ($\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$) no cambia por la inclusión de la resistencia en el circuito.



En el primer caso se ha obtenido un oscilador armónico simple y en el segundo caso un oscilador armónico amortiguado. La pregunta es *¿De qué manera se podrá mantener la oscilación del circuito si en la realidad todos los circuitos tienen resistencia?*

La respuesta a la pregunta anterior se puede resolver agregando al circuito un dispositivo que entregue al circuito una cantidad de energía a la misma tasa que el circuito la está disipando. Este dispositivo capaz de entregar energía a una determinada frecuencia es un generador de corriente alterna.

Es de hacer notar que el oscilador posee una frecuencia de oscilación que es propia de él, llamada frecuencia natural del oscilador ($\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$), dado que, depende sólo de las características de fabricación del condensador y la inducción. Por su parte la fuente es capaz de generar C.A. con frecuencia (ω_f) que depende de su construcción. De tal forma se tienen dos componentes independientes en el proceso de mantener un circuito LRC oscilando con energía electromagnética constante, uno el circuito LRC serie y otro la fuente de C.A. que se conecta al circuito.



Una situación que merece especial atención es cuando un circuito LRC serie de frecuencia natural ω_0 se conecta a una fuente de CA con frecuencia $\omega_f = \omega_0$, en tal caso el circuito entra en resonancia con la fuente, por lo que la corriente del circuito será máxima.



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

Para que la corriente sea máxima en el circuito se debe cumplir que la impedancia sea mínima, reactancia capacitiva sea igual a la reactancia inductiva, o equivalentemente la impedancia sea mínima, matemáticamente:

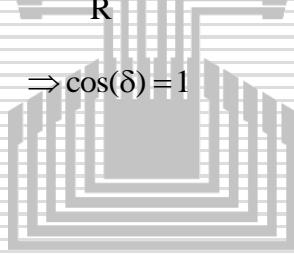
$$\left. \begin{array}{l} Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \\ I \propto \frac{1}{Z} \end{array} \right\} \text{ Si } X_L = X_C \Rightarrow Z_{\min} \Rightarrow I_{\max}$$

En tal condición de funcionamiento del circuito se puede comprobar que:

i) Si $X_L = X_C \Rightarrow \omega_f L = \frac{1}{\omega_f C} \Rightarrow \omega_f^2 = \frac{1}{LC} \Rightarrow \omega_f = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$

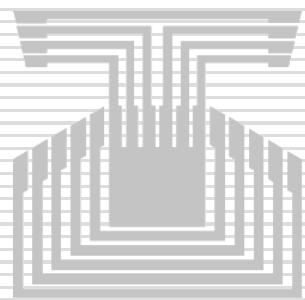
ii) Si $X_L = X_C \Rightarrow \tan(\delta) = \frac{X_L - X_C}{R} = 0 \Rightarrow \delta = 0$

iii) Si $X_L = X_C \Rightarrow \delta = 0 \Rightarrow \cos(\delta) = 1$





UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II



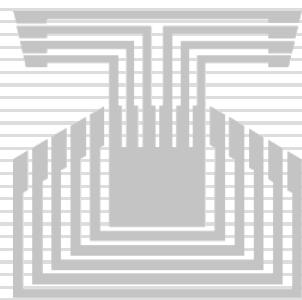


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





CONSTANTES FUNDAMENTALES

CONSTANTE	SÍMBOLO	VALOR
Aceleración de gravedad estándar	g	9,8067 ms ⁻²
Calor de fusión del agua	L _f	3,339 10 ⁵ Jkg ⁻¹
Calor de vaporización del agua	L _v	2,257 10 ⁶ Jkg ⁻¹
Carga elemental	e	1,6022 10 ⁻¹⁹ C
Carga/masa del electrón	e/m _e	1,7588 10 ¹¹ kg ⁻¹ C
Constante de Avogadro	N _A	6,0221 10 ²³ mol ⁻¹
Constante de Boltzmann	k	1,3806 10 ⁻²³ JK ⁻¹
Constante de Coulomb	K _e	8,9874 10 ⁹ Nm ² C ⁻²
Constante de estructura fina	α	7,2974 10 ⁻³
Constante de Faraday	F	9,6485 10 ⁴ Cmol ⁻¹
Constante de gravitación universal	G	6,6738 10 ⁻¹¹ m ³ kg ⁻¹ s ⁻²
Constante de los gases ideales	R	8,3145 JK ⁻¹ mol ⁻¹
Constante de Planck	h	6,6261 10 ⁻³⁴ Js
Constante de Rydberg	R _∞	1,0974 10 ⁷ m ⁻¹
Constante de Stefan Boltzmann	σ	5,6704 10 ⁻⁸ Wm ⁻² K ⁻⁴
Cuanto de flujo magnético	φ ₀	2,0678 10 ⁻¹⁵ Wb



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

CONSTANTE	SÍMBOLO	VALOR
Densidad del agua (20°C y 1atm)	d_{agua}	$1,000 \cdot 10^3 \text{ kgm}^{-3}$
Densidad del aire (0°C y 1atm)	d_{aire}	$1,293 \text{ kgm}^{-3}$
Distancia media Tierra-Luna	r_{T-L}	$3,8440 \cdot 10^8 \text{ m}$
Distancia media Tierra-Sol	r_{T-S}	$1,4968 \cdot 10^{11} \text{ m}$
electrón Volt	eV	$1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
Longitud de onda de Compton del electrón	$\lambda_{C,e}$	$2,4263 \cdot 10^{-12} \text{ m}$
Longitud de onda de Compton del protón	$\lambda_{C,p}$	$1,3214 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Longitud de onda de Compton del neutrón	$\lambda_{C,n}$	$1,3196 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Magnetón de Bohr	μ_B	$9,2740 \cdot 10^{-28} \text{ JT}^{-1}$
Masa de la Luna	m_L	$7,349 \cdot 10^{22} \text{ kg}$
Masa de la Tierra	m_T	$5,9736 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Masa del Sol	m_S	$1,9891 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Masa deuterón	m_d	$3,3436 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Masa en reposo del electrón	m_e	$9,1094 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Masa en reposo del neutrón	m_n	$1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Masa en reposo del protón	m_p	$1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Masa partícula alpha	m_α	$6,6447 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Permeabilidad magnética del vacío	μ_0	$1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ mkgC}^{-2}$

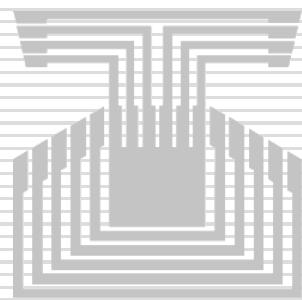


UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

CONSTANTE	SÍMBOLO	VALOR
Permitividad eléctrica del vacío	ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ N}^{-1}\text{m}^{-2}\text{C}^2$
Radio clásico orbital del electrón	r_e	$2,8179 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Radio de Bohr	a_0	$5,2918 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Radio medio de la Tierra		$6,3710 \cdot 10^3 \text{ m}$
Rapidez de escape en la superficie de la Tierra		$1,1186 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$
Rapidez de la luz en el vacío	c	$2,9979 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$
Relación cuanto/carga	h/e	$4,1357 \cdot 10^{-15} \text{ JsC}^{-1}$
Temperatura absoluta del punto de hielo	T_0	273,150 K
Unidad de masa atómica (uma)	m_u	$1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Velocidad del sonido en aire (0°C)		$3,315 \cdot 10^2 \text{ ms}^{-1}$
Volumen molar de un gas ideal	V_m	$22,4136 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3\text{mol}^{-1}$
Momento magnético del neutrón	μ_n	$-0,9662 \cdot 10^{-26} \text{ JT}^{-1}$
Momento magnético del protón	μ_p	$1,4106 \cdot 10^{-26} \text{ JT}^{-1}$
Impedancia característica del vacío	Z_0	$3,7673 \cdot 10^{-2} \Omega$
Angstrom	Å	$1,0000 \cdot 10^{-10} \text{ m}$



UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





SISTEMA INTERNACIONAL DE MAGNITUDES (ISQ)

1. UNIDADES FUNDAMENTALES

Magnitud física básica	Símbolo dimensional	Unidad básica	Símbolo de la Unidad	Observaciones
Longitud	L	metro	m	Se define fijando el valor de la velocidad de la luz en el vacío
Tiempo	T	segundo	s	Se define fijando el valor de la frecuencia de la transición hiperfina del átomo de cesio
Masa	M	kilogramo	kg	Es la masa del «cilindro patrón» custodiado en la Oficina Internacional de Pesos y Medidas, en Sèvres (Francia).
Intensidad de corriente eléctrica	I	Ampère	A	Se define fijando el valor de constante magnética
Temperatura	Θ	Kelvin	K	Se define fijando el valor de la temperatura termodinámica del punto triple del agua
Cantidad de sustancia	N	mol	mol	Se define fijando el valor de la masa molar del átomo de carbono-12 a 12 gramos/mol. Véase también número de Avogadro
Intensidad luminosa	J	candela	cd	conceptos relacionados lumen, lux e iluminación física

Nota: Las unidades básicas se definen por convenio internacional.



2. UNIDADES DERIVADAS CON NOMBRE

Magnitud física derivada	Nombre	Símbolo dimensional	Unidad básica	Símbolo de la Unidad
Frecuencia	hertz	$1/T$	$1/s$	Hz
Fuerza	newton	$L M / T^2$	$m kg / s^2$	N
Presión	pascal	$M / T^2 L$	N / m^2	Pa
Energía, Trabajo, Calor	joule	$L^2 M / T^2$	$N m$	J
Potencia	watt	$L^2 M / T^3$	J / s	W
Carga eléctrica	coulomb	$I T$	$A s$	C
Potencial, fem	volt	$L^2 M / T^3 I$	J / C	V
Resistencia eléctrica, reactancia, impedancia	ohm	$L^2 M / T^3 I^2$	V / A	Ω
Conductancia eléctrica	siemens	$T^3 I^2 / L^2 M$	$1 / \Omega$	S
Capacidad eléctrica	farad	$T^4 I^2 / L^2 M$	$A s / V$	F
Inducción magnética	tesla	$M / T^2 I$	Wb / m^2	T
Flujo magnético	weber	$L^2 M / T^2 I$	$V s$	Wb
Inductancia	henry	$L^2 M / T^2 I^2$	$V s / A$	H
Ángulo plano	radián	L / L	m / m	rad
Ángulo sólido	estereoradián	L^2 / L^2	m^2 / m^2	sr
Flujo luminoso	lumen	$J L^2 / L^2$	cd sr	lm
Iluminancia	lux	$J L^2 / L^4$	$cd sr / m^2$	Ix
Actividad radioactiva	becquerel	$1 / T$	$1 / s$	Bq
Dosis de radiación absorbida	gray	L^2 / T^2	J / kg	Gy
Dosis de radiación absorbida equivalente	sievert	L^2 / T^2	J / kg	Sv
Actividad catalítica	katal	N / T	mol / s	kat

Nota: Los nombres de las Unidades derivadas son por convenio internacional



3. UNIDADES DERIVADAS SIN NOMBRE

Magnitud física derivada	Nombre	Símbolo dimensional	Unidad básica	Símbolo de la Unidad
Área	---	L^2	m^2	m^2
Volumen	---	L^3	m^3	m^3
Velocidad	---	L / T	m / s	m / s
Cantidad de movimiento lineal	---	$M L / T$	$kg m / s$	$N s$
Aceleración	---	L / T^2	m / s^2	m / s^2
Número de onda	---	$1 / L$	$1 / m$	$1 / m$
Velocidad angular	---	$1 / T$	rad / s	rad / s
Aceleración angular	---	$1 / T^2$	rad / s^2	rad / s^2
Torque	---	$L^2 M / T^2$	$m^2 kg / s^2$	$N m$
Densidad de masa	---	M / L^3	kg / m^3	kg / m^3
Viscosidad dinámica	---	$M / L T$	$kg / m s$	$Pa s$
Entropía	---	$L^2 M / T^2 \Theta$	$m^2 kg / s^2 K$	J / K
Calor específico	---	$L^2 / T^2 \Theta$	$m^2 / s^2 K$	$J / kg K$
Conductividad térmica	---	$L M / T^3 \Theta$	$m kg / s^3 K$	$W / m K$
Intensidad de campo eléctrico	---	$L M / T^3 I$	$m kg / s^3 A$	N / C
Rendimiento luminoso	---	$J T^3 / L^2 M$	$cd s^3 / m^2 kg$	lm / W



4. PREFIJOS DEL SISTEMA INTERNACIONAL DE MAGNITUDES

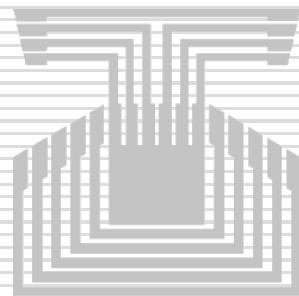
Múltiplos			
Prefijo	Símbolo	Valor numérico	Escala Larga
Yotta	Y	10^{24}	Cuatrillón
Zetta	Z	10^{21}	Mil trillones
Exa	E	10^{18}	Trillón
Peta	P	10^{15}	Mil billones
Tera	T	10^{12}	Billón
Giga	G	10^9	Mil millones
Mega	M	10^6	Millón
kilo	k	10^3	Mil
Hecto	H	10^2	Cien
Deca	D	10^1	Diez

Submúltiplos			
Prefijo	Símbolo	Valor numérico	Escala Larga
deci	d	10^{-1}	Décimo
centi	c	10^{-2}	Centésimo
milí	m	10^{-3}	Milésimo
micro	μ	10^{-6}	Millonésimo
nano	n	10^{-9}	Mil millonésimo
pico	p	10^{-12}	Billonésimo
femto	f	10^{-15}	Mil billonésimo
atto	a	10^{-18}	Trillonésimo
zepto	z	10^{-21}	Mil trillonésimo
yocto	y	10^{-24}	Cuatrillónésimo



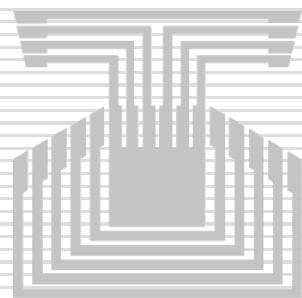
UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

NOTAS





UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II





UNIVERSIDAD NACIONAL EXPERIMENTAL DEL TACHIRA
DEPARTAMENTO DE MATEMATICAS Y FISICA
ASIGNATURA FISICA II

