
CURSO BÁSICO DE FÍSICA TEÓRICA

Volumen 2: Física Teórica 1 [Electromagnetismo]

E.F. Lavia y Colaboradores

versión 0.1

21 de marzo 2016

Contenidos

1	Conceptos fundamentales de electromagnetismo	1
1.1	Ecuaciones de Maxwell	1
1.2	Electrostática	1
1.2.1	Conservación de la carga	2
1.3	Interacción magnética	3
1.3.1	Fuerza de un circuito sobre otro	4
1.4	Teorema de Helmholtz	5
1.5	Ley de Gauss	5
1.5.1	Gauges	6
1.5.2	Delta de Dirac	7
1.5.3	reflexión	8
1.6	El potencial vector	9
1.7	Unicidad de problemas de potencial	10
2	Teorema de Green	11
2.1	Imágenes y método de Green	11
2.1.1	El Método de Green	11
2.2	Funciones de Green	13
2.2.1	Green para el problema externo de una esfera	14
2.3	Algunos campos	15
2.4	Notas método de Green	15
2.5	Condiciones de contorno	17
2.6	Desarrollo multipolar	19
2.7	Dipolo eléctrico	21
2.7.1	Inteacción de un campo externo con una distribución de carga	22
2.7.2	Capa dipolar	23
2.7.3	Momento dipolar por unidad de volumen	25
2.8	El potencial vector	26
2.8.1	interpretacion del momento magnético	28

2.8.2	Interacción del campo magnético con una distribución de corriente	29
2.9	Perturbación por un conductor sobre un campo eléctrico uniforme	30
3	Método de separación de variables	33
3.1	Separación de variables	33
3.2	Detalles sobre solución de problemas de potencial	35
3.3	Expansiones ortonormales	37
3.3.1	Prolongación analítica	38
3.3.2	Comentario multipolos	39
3.4	Armónicos esféricos	40
3.5	Separación de variables en cilíndricas	43
4	Expansión en un campo multipolar	46
4.1	Desarrollo dipolar del campo magnético	46
4.2	Medios materiales	46
4.3	Polarización y magnetización	50
4.4	Consideraciones energéticas	52
4.5	Interpretación termodinámica de U	53
4.6	Teorema de Thomson	55
4.7	Esfera con magnetización uniforme	56
4.8	Histéresis	56
4.9	Esfera ferromagnética en campo externo	57
5	Fenómenos dependientes del tiempo	59
5.1	Ley de Faraday e inducción	59
5.1.1	Corrección a las ecuaciones	60
5.1.2	Potenciales	60
5.1.3	Cambio de Gauge	61
5.2	Conservación de la energía (teorema de Poynting)	63
5.2.1	Conservación del momento	65
5.3	Tensor de Maxwell	66
5.3.1	Ejemplos del tensor de Maxwell	67
5.4	Método cuasiestacionario	69
6	Ondas planas	72
6.0.1	Sobre complejos	74
6.0.2	Poynting promedio y energías promedio	74
6.1	Polarización de ondas	74
6.2	Reflexión y refracción de ondas en medios	74
6.3	Campo electromagnético en un medio conductor	74
6.4	Transformación de vectores	74

6.4.1	Intervalos	74
6.4.2	Transcurso del tiempo en un sistema con V grande . . .	74
7	Relatividad especial	78
7.1	Transformación de los campos	78
7.2	Especie de tiro oblicuo	79
7.3	cuadrivelocidad	79
8	Campos de cargas en movimiento	80
8.1	Potenciales retardados	80
8.2	Ejemplo de antena	81
8.3	Campos de una partícula cargada en movimiento	81
8.4	Campo de una carga en movimiento	81
8.5	Cálculo de potencia irradiada	81
8.6	Frenado magnético	81
8.6.1	Esponja electromagnética	81

Capítulo 1

Conceptos fundamentales de electromagnetismo

1.1 Ecuaciones de Maxwell

Son ecuaciones lineales de modo que vale la superposición (con \mathbf{E} , \mathbf{B} y cualquier vector relacionado linealmente con ellos).

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= 4\pi\rho_\ell & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_\ell + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \mathbf{F} &= q \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right)\end{aligned}$$

Los vectores pueden ser polares (tienen físicamente bien definido el sentido) o axiales (se les atribuye un sentido por convención).

Las ecuaciones son invariantes ante transformaciones del tipo: rotación y reflexión espacial y temporal.

1.2 Electrostática

La ley de Coulomb reza que

$$\mathbf{F}_{12} = q_1 q_2 \frac{(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3}$$

que es la fuerza sobre 1 debido a 2. De la ley de Coulomb se puede definir

$$\mathbf{E}_{12}(\mathbf{x}_1) \equiv \mathbf{F}_{12}/q_1$$

y tomando $\mathbf{x}_1 \equiv \mathbf{x}$ y haciendo el límite $q_1 \rightarrow 0$ se tiene

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N q_i \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^3}$$

que es el campo eléctrico y que en el paso al continuo resulta

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \int_{V'} \rho(\mathbf{x}) \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|^3} dV'$$

siendo \mathbf{x} punto campo y \mathbf{x}_i punto fuente.

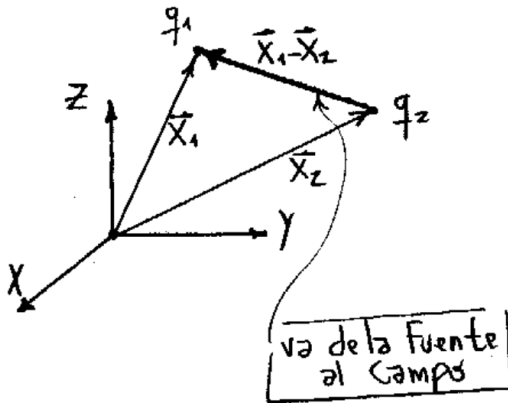


Figura 2.1

1.2.1 Conservación de la carga

La carga total sale de una integral

$$Q = \int_{V'} \rho(\mathbf{x}') dV'$$

como muestra la imagen y si el volumen es fijo podemos tomar la derivada con respecto al tiempo que pasa el interior como derivada parcial,

$$\frac{dQ}{dt} = \int_{V'} \frac{\partial \rho}{\partial t}(\mathbf{x}') dV' = - \int_{S \equiv \partial V'} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}$$

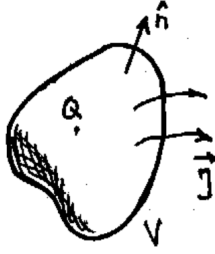


Figura 2.2

y el miembro extremo derecho se debe a que si la carga varía es a consecuencia de que se va en forma de flujo. Aplicando el teorema de la divergencia en el miembro derecho,

$$\int_{V'} \frac{\partial \rho}{\partial t}(\mathbf{x}') dV' = - \int_{V'} \nabla \cdot \mathbf{J} dV'$$

lo cual vale para todo volumen y entonces esto significa que

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0$$

que es la ecuación de continuidad de la carga. Si fuera $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ esto significa que las líneas de \mathbf{J} no tienen principio ni fin.

1.3 Interacción magnética

Cuando se da $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ hablamos de una corriente estacionaria (no hay acumulación de carga en ninguna parte). Las corrientes estacionarias producen efectos magnéticos dados por la ley de Biot-Savart

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{1}{c} \int_{\Gamma} \frac{Id\ell' \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3}$$

que es válida para un circuito Γ , que es una curva que se recorre en sentido CCW. En el caso de un volumen la expresión es

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}') \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dV'$$

mientras que la fuerza sobre un circuito Γ es

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \int_{\Gamma} Id\ell \times \mathbf{B}$$

y sobre un volumen

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \int_V \mathbf{J} \times \mathbf{B} dV$$

La transformación entre estas integrales puede hacerse merced al siguiente razonamiento,

$$\begin{aligned} I d\boldsymbol{\ell} \times \mathbf{B} &= \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} d\boldsymbol{\ell} \times \mathbf{B} = \cos(\theta) dS \mathbf{J} d\boldsymbol{\ell} \times \mathbf{B} = \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \cos(\theta) dS d\boldsymbol{\ell} &= \mathbf{J} \times \mathbf{B} d\mathbf{S} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} dV \end{aligned}$$

1.3.1 Fuerza de un circuito sobre otro

La fuerza de un circuito 2 sobre otro circuito 1 puede calcularse con un poco de paciencia como sigue

$$\begin{aligned} F_{12} &= \frac{1}{c} \int_{\Gamma_1} I_1 d\boldsymbol{\ell}_1 \times \left\{ \frac{1}{c} \int_{\Gamma_2} \frac{I_2 d\boldsymbol{\ell}_2 \times (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} \right\} \\ F_{12} &= \frac{I_1 I_2}{c^2} \int_{\Gamma_1} \int_{\Gamma_2} d\boldsymbol{\ell}_1 \times \left\{ \frac{d\boldsymbol{\ell}_2 \times (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} \right\} \\ F_{12} &= \frac{I_1 I_2}{c^2} \int_{\Gamma_1} \int_{\Gamma_2} d\boldsymbol{\ell}_2 \left\{ \frac{d\boldsymbol{\ell}_1 \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} \right\} - \int_{\Gamma_1} \int_{\Gamma_2} \frac{(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} \{d\boldsymbol{\ell}_1 \cdot d\boldsymbol{\ell}_2\} \end{aligned}$$

donde el primer término se comprueba nulo si se reescribe utilizando que

$$\frac{(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} = \nabla_{\mathbf{x}_2} \frac{1}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|} = -\nabla_{\mathbf{x}_1} \frac{1}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|}$$

de manera que entonces

$$- \int_{\Gamma_2} d\boldsymbol{\ell}_2 \int_{\Gamma_1} d\boldsymbol{\ell}_1 \cdot \nabla_{\mathbf{x}_1} \frac{1}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|}$$

donde se ve que es nula la última integral dado que

$$\int_{\Gamma_1} d\boldsymbol{\ell}_1 \cdot \nabla_{\mathbf{x}_1} = 0.$$

Entonces, se tiene

$$F_{12} = -\frac{I_1 I_2}{c^2} \int_{\Gamma_1} \int_{\Gamma_2} \frac{(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} (d\boldsymbol{\ell}_1 \cdot d\boldsymbol{\ell}_2)$$

que vale lo mismo si intercambiamos Γ_1 con Γ_2 en la integración. Podemos decir que con corrientes estacionarias vale el principio de acción y reacción: las fuerzas son iguales y de sentido opuesto.

1.4 Teorema de Helmholtz

Nos dice que un campo vectorial está completamente determinado por su divergencia y su rotor. Por ejemplo, para un campo eléctrico

$$\mathbf{E} = \int_{V'} \rho \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dV' = - \int_{V'} \rho \nabla_{\mathbf{x}} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' = - \nabla_{\mathbf{x}} \int_{V'} \frac{\rho}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' =$$

y esta última es la integral de Poisson

$$\mathbf{E} = -\nabla_{\mathbf{x}} \phi(\mathbf{x}).$$

Entonces \mathbf{E} es un gradiente y por ello

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0$$

de manera que \mathbf{E} es conservativo, cumple $\int \mathbf{E} \cdot d\ell = 0$ o lo que es lo mismo, \mathbf{E} es irrotacional. Hemos hecho la construcción de un potencial electrostático.

1.5 Ley de Gauss

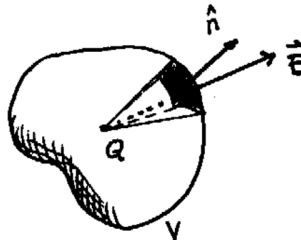


Figura 5.3

$$\mathbf{E} \cdot \hat{n} = q \frac{\cos(\theta)}{r^2}$$

y el ángulo sólido es

$$\mathbf{E} \cdot \hat{n} dS = q \frac{\cos(\theta)}{r^2} dS$$

$$\mathbf{E} \cdot \hat{n} dS = q d\Omega \quad \longrightarrow \quad \int_{S \equiv \partial V} \mathbf{E} \cdot \hat{n} dS = q \int_S d\Omega = \begin{cases} 0 & \text{carga exterior} \\ 4\pi & \text{carga interior} \end{cases}$$

$$\int_S \mathbf{E} \cdot \hat{n} dS = 4\pi \sum_i q_i$$

La ley de Gauss es

$$\int_S \mathbf{E} \cdot \hat{n} dS = 4\pi Q_n$$

donde Q_n es la carga neta dentro de la superficie S . Al continuo pasa como

$$\int_S \mathbf{E} \cdot \hat{n} dS = 4\pi \int_V \rho dV$$

de manera que

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{E} dV = \int_V 4\pi \rho dV$$

y entonces

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho.$$

Por otro lado si \mathbf{E} es el gradiente de un potencial ϕ se tiene

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot (-\nabla \phi) = -\nabla^2 \phi = 4\pi \rho$$

y se desprenden las ecuaciones de Poisson,

$$\nabla^2 \phi = -4\pi \rho$$

y de Laplace

$$\nabla^2 \phi = 0$$

que es el caso particular de la anterior con cargas nulas.

La solución de la ecuación no homogénea es suma de una solución del homogéneo más una solución particular. La carga está relacionada a la solución particular.

1.5.1 Gauges

Dado que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ entonces existe un \mathbf{A} tal que

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$$

pero para caracterizar totalmente el \mathbf{A} tengo la libertad de definir a conveniencia

$$\nabla \cdot \mathbf{A} \equiv \text{“el gauge”}.$$

Casos particulares importantes son el gauge de Coulomb,

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

de manera que como

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

se llega para el potencial electromagnético, bajo el gauge de Coulomb, a que

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

$\mathbf{E} = \int_{V'} \frac{\rho(\mathbf{x}')(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{ \mathbf{x} - \mathbf{x}' ^3} dV'$	$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}') \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{ \mathbf{x} - \mathbf{x}' ^3} dV'$
Ley de Gauss $\int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi Q_n$	Ley de Ampere $\int_\Gamma \mathbf{B} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \frac{4\pi}{c} I_c$
$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho$ $\nabla \times \mathbf{E} = 0$	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ $\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$
$\mathbf{E} = -\nabla\phi$	$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$

Tabla 1.1

La operación de tomar rotor y el producto vectorial cambian el carácter de los vectores: de polares pasan a axiales y viceversa.

La fuerza general sobre una distribución de carga es

$$\mathbf{F} = \int_{V'} \rho \mathbf{E} dV' + \frac{1}{c} \int_{V'} \mathbf{J} \times \mathbf{B} dV'.$$

1.5.2 Delta de Dirac

Una densidad de carga puntual se puede escribir mediante una delta de Dirac de acuerdo a

$$\rho(\mathbf{x}') = q \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \begin{cases} 0 & \mathbf{x} \neq \mathbf{x}' \\ \infty & \mathbf{x} = \mathbf{x}' \end{cases}$$

siendo las dimensiones de la delta las de $1/L^3$ y cumpliéndose

$$\int_{V'} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dV' = 1$$

$$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \delta(q_1 - q'_1) \delta(q_2 - q'_2) \delta(q_3 - q'_3)$$

donde q_1, q_2 y q_3 son coordenadas curvilíneas generales y $h_1 h_2 h_3$ es el jacobiano de la transformación. Luego

$$\int f(\mathbf{x}) \delta'(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) d\mathbf{x} = -f'(\mathbf{x}_0)$$

1.5.3 reflexión

Un vector polar sufre reflexión especular mientras que un vector axial (*pseudovector*) sufre una antirreflexión especular. Ver la figura.

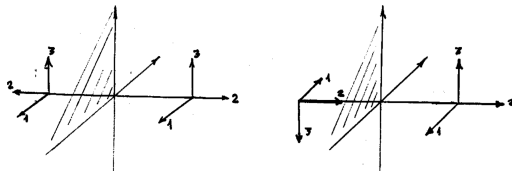


Figura 5.4

Una reflexión más una rotación permite eliminar componentes de campo. Una simetría más una rotación-traslación permite eliminar dependencias.

Lo primero que debe hacerse es escribir bien la \mathbf{J} a partir del dato de la corriente (que es el que se suele tener) mediante

$$i = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}$$

En cambio, para \mathbf{A} es más fácil usar

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

y despejar de aquí la ecuación diferencial que emplear

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int_V \frac{\mathbf{J}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV$$

1.6 El potencial vector

Por la ley de Biot y Savart,

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}') \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dV' = \nabla_x \times \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'$$

de modo que

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' \quad (6.1)$$

pero

$$\mathbf{A}' \equiv \mathbf{A} + \nabla \Psi$$

es tan buen potencial vector como \mathbf{A} puesto que los rotores verifican $\nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{A}' = \mathbf{B}$, de lo cual extraemos en conclusión que el potencial vector está definido a menos del gradiente de una función escalar.

Tomándole el rotor a (6.1) y considerando $\nabla' \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}') = 0$ lo cual se verifica si la corriente es estacionaria se tiene

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}(\mathbf{x})$$

y entonces

$$\int_S \nabla \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_S \mathbf{J}(\mathbf{x}) \cdot d\mathbf{S}$$

y por el teorema de Stokes arribamos a

$$\int_{\Gamma \equiv \partial S} \mathbf{B} \cdot d\ell = \frac{4\pi}{c} I_\Gamma$$

que es la ley de Ampere. Notemos que I_Γ es la corriente concatenada por el lazo Γ . Además

$$\nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

pero utilizando el gauge de Coulomb es $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ y entonces

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

que es una ecuación de Poisson vectorial.

Magnetostática y electrostática son gobernadas por ecuaciones de Poisson para potenciales \mathbf{A} , ϕ y el problema entonces se reduce a resolverlas para luego hallar los campos por derivación.

1.7 Unicidad de problemas de potencial

Si dos problemas satisfacen iguales condiciones de contorno entonces en el recinto encerrado por ese contorno tienen igual solución.

Si en un recinto R

$$\phi_1|_{cont} = \phi_2|_{cont} \quad (7.1)$$

pero se da para el interior de R que $\phi_1 \neq \phi_2$ entonces se tiene sucesivamente

$$U \equiv \phi_1 - \phi_2 \quad \nabla U = \nabla \phi_1 - \nabla \phi_2$$

$$\nabla^2 U = \nabla^2 \phi_1 - \nabla^2 \phi_2 = -4\pi\rho + 4\pi\rho = 0$$

$$\nabla \cdot (U \nabla U) = U (\nabla \cdot \nabla U) + \nabla U \cdot \nabla U$$

$$\int_V \nabla \cdot (U \nabla U) dV = \int_V U \nabla^2 U + (\nabla^2 U)^2 dV = \int_V (\nabla^2 U)^2 dV$$

llegando al último miembro porque el potencial U cumple la ecuación de Laplace. Luego,

$$\int_V (\nabla^2 U)^2 dV = \int_S U \nabla U \cdot d\mathbf{S} = 0$$

habiéndose pasado a la integral de superficie por el teorema de la divergencia y anulando el valor global porque U en el contorno es nula (recuérdese (7.1)). Además,

$$\nabla U \cdot d\mathbf{S} \longrightarrow \left. \frac{\partial U}{\partial \hat{n}} \right|_{cont}$$

luego,

$$\nabla U = 0 \quad \nabla \phi_1 = \nabla \phi_2$$

y entonces

$$\phi_1 = \phi_2.$$

a menos, por supuesto, de una constante.

Teorema de Green

2.1 Imágenes y método de Green

El método de las imágenes es un procedimiento gráfico de encontrar problemas equivalentes simulando con cargas extras (cargas imagen) las condiciones de contorno.

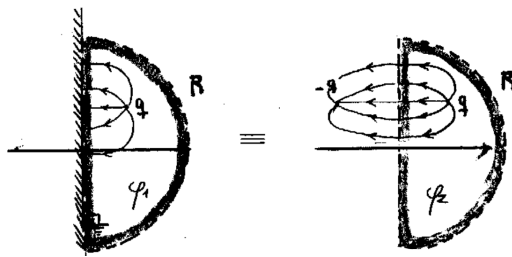


Figura 1.1

Los problemas que ilustra la figura satisfacen iguales condiciones de contorno en el recinto punteado, entonces sus soluciones internas son la misma: $\phi_1 = \phi_2$ por unicidad.

2.1.1 El Método de Green

El concepto tras el método de Green es evaluar el ϕ de una carga puntual ante cierta configuración de contornos conductores. Es una excitación elemen-

tal.

Restando entre sí

$$\nabla \cdot (\phi \nabla \psi) = \phi \nabla^2 \psi + \nabla \phi \cdot \nabla \psi$$

y

$$\nabla \cdot (\psi \nabla \phi) = \psi \nabla^2 \phi + \nabla \psi \cdot \nabla \phi$$

e integrando ambos miembros y utilizando el teorema de la divergencia, se llega a

$$\int_V [\phi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \phi] dV = \int_S [\phi \nabla \psi - \psi \nabla \phi] dS,$$

que es la segunda identidad de Green.

Consideremos lo que llamaremos caso A, según vemos en figura, caracterizado según

$$\rho_{int} \quad \mathbf{x}' \in R, \mathbf{x} \in R$$

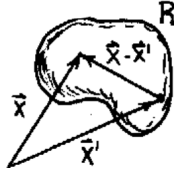


Figura 1.2

$$\psi = \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad \nabla^2 \psi = -4\pi \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$$

$$-\phi(\mathbf{x})4\pi + \int_V 4\pi \frac{\rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' = \int_S \left(\phi \frac{\partial \psi}{\partial n} - \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) dS$$

donde estamos usando la abreviatura $\nabla \phi \cdot \mathbf{n} = \partial \phi / \partial n$ que es la derivada normal en la superficie. Despejando

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_V \frac{\rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_S \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right] \right) dS,$$

donde la primer integral es debido a las cargas internas y la segunda al efecto de las cargas fuera del recinto R .

Recordemos que las condiciones tipo Dirichlet corresponden a $\phi|_S$ y las tipo Neumann a $\partial \phi / \partial \hat{n}|_S$.

El caso B, según figura, corresponde a

$$\rho_{int} \quad \mathbf{x}' \notin R, \mathbf{x} \in R$$

y

$$\int_V \frac{\rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' = \frac{1}{4\pi} \int_S \left(\phi \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right] - \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) dS,$$

la integral de superficie proviene de las cargas fuera de R que producen campo en el interior R .



Figura 1.3

Hemos tomado $\psi = 1/|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ que verifica [1]; interpretándose ψ como el potencial de una carga puntual unitaria.

$$\nabla^2 \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = -4\pi\delta(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)$$

podemos tomar

$$G \equiv \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + f(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$$

donde G es la función de Green.

$$\nabla^2 G = -4\pi\delta(\mathbf{x}, \mathbf{x}') + \nabla^2 f$$

donde F satisface Laplace (si el recinto no incluye a \mathbf{x}'). Con $\nabla^2 f(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$.

Entonces $f(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ representan la o las imágenes necesarias para que G cumpla el contorno necesario $G_D|_S = 0$.

2.2 Funciones de Green

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_{V'} G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \rho(\mathbf{x}') dV' + \frac{1}{4\pi} \int_{S'} \left(G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \right) dS', \quad (2.1)$$

Pero para poder utilizar (2.1) necesito tener un solo tipo de condiciones de contorno, de manera que según sean

$$\text{Dirichlet} \quad \begin{cases} G_D : \nabla^2 G_D = -4\pi\delta(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \\ G_D|_{\text{contorno de } R} = 0 \\ \phi|_S \\ \phi(\mathbf{x}) = \int_{V'} G_D \rho dV' - \frac{1}{4\pi} \int_S \phi|_S \frac{\partial}{\partial n} G_D dS' \end{cases}$$

donde la condición de contorno de G equivale, en el contexto físico del electromagnetismo, a reemplazar el contorno por un conductor metálico puesto a tierra. Entonces G es el potencial de la configuración de conductores con el contorno puesto a tierra frente a una carga puntual con magnitud unitaria.

La función de Green da la geometría del problema.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial n}|_S - \frac{\partial \phi_2}{\partial n}|_S = -4\pi\sigma \quad \phi_2|_S = \phi_1|_S$$

$$\text{Neumann} \quad \begin{cases} G_N : \nabla^2 G_N = -4\pi\delta(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \\ \nabla G_N \cdot \hat{n}|_S = -\frac{4\pi}{S} \\ \frac{\partial \phi}{\partial n}|_S \\ \phi(\mathbf{x}) = \langle \phi \rangle|_S + \int_{V'} G_N \rho dV' + \frac{1}{4\pi} \int_S G_N|_S \frac{\partial G_N}{\partial n} dS \end{cases}$$

2.2.1 Green para el problema externo de una esfera

En este problema las condiciones adecuadas son las de Dirichlet, ver Figura y podemos escribir la función de Green como

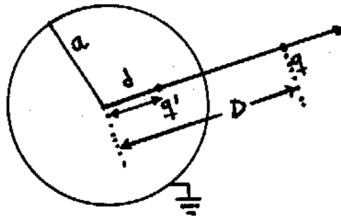


Figura 2.4

$$G = \frac{1}{|\mathbf{r} - D\hat{r}'|} - \frac{a/D}{|\mathbf{r} - a^2/D\hat{r}'|} \quad G|_{r=a}$$

sujeta a que

$$q' = -qa/D \quad d = a^2/D$$

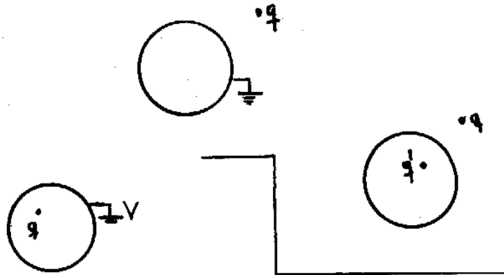


Figura 2.5 G_D es el potencial de la configuración (a) y se evalúa teniendo en cuenta la otra (b) que se resuelve casualmente por imágenes. La (c) se resuelve alterando las condiciones.

El caso (c) de la Figura se resuelve con

$$\begin{aligned} -\frac{V}{4\pi} \int_S \frac{\partial G}{\partial n} dS &= -\frac{V}{4\pi} \int_S \nabla G \cdot d\mathbf{S} = -\frac{V}{4\pi} \int_V \nabla^2 G dV \\ &= -\frac{V}{4\pi} (-4\pi) \int_V \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dV = V \end{aligned}$$

2.3 Algunos campos

En distribuciones infinitas de carga la integral de Poisson diverge pero ello se debe a que en realidad no existen distribuciones infinitas de carga.

2.4 Notas método de Green

Función de Green libre (sin contornos) lleva directo a la integral de Poisson

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}$$

entonces

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_V \rho G dV = \int_{V'} \frac{\rho(\mathbf{x})}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'$$

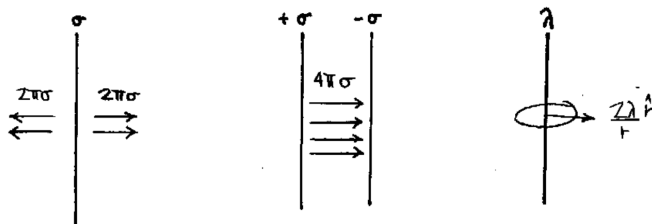


Figura 3.6

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) = 4\pi\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$$

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + f(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \quad \text{con} \quad \nabla^2 f(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = 0 \quad \text{si} \quad \mathbf{x} \neq \mathbf{x}'$$

Para condiciones de Neumann se toma:

$$\nabla G_N|_S = -\frac{4\pi}{S} = \frac{\partial G}{\partial n}|_S$$

la integral

$$-\frac{1}{4\pi} \int_S \phi|_S \frac{\partial G}{\partial n}|_S dS$$

no se puede anular con

$$\frac{\partial G}{\partial n}|_S = 0$$

salvo que el volumen de integración no contenga a $\mathbf{x} = \mathbf{x}'$ en cuyo caso: se excluye $\mathbf{x} = \mathbf{x}'$ de la integración.

$$-\frac{1}{4\pi} \int_S \phi|_S \frac{\partial G}{\partial n}|_S dS = \frac{1}{S} \int_S \phi|_S dS = \langle \phi \rangle|_S$$

que es el valor promedio de ϕ en la superficie S .

Se suele tomar la superficie $S \rightarrow \infty$ de modo que resulte nulo $\langle \phi \rangle|_S$. Se toma el volumen V rodeado por dos superficies una cerrada y finita y la otra en infinito entonces

$$\langle \phi \rangle|_S = 0 \quad \frac{\partial G}{\partial n}|_S = 0$$

esto es el llamado *problema exterior*.

2.5 Condiciones de contorno

La ley de Gauss nos dice

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 4\pi Q_n$$

para el cilindrito de la figura

$$(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \cdot \hat{n} \Delta S = 4\pi\sigma \Delta S$$

$$(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \cdot \hat{n} = 4\pi\sigma$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \Rightarrow \int_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\ell} = 0 = (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \cdot d\boldsymbol{\ell} = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot \hat{n} \times \hat{\eta} d\ell$$

donde esto vale en electrostática (nula la integral de línea del campo \mathbf{E}) y además

$$\hat{n} \times \hat{\eta} = \frac{d\boldsymbol{\ell}}{d\ell}$$

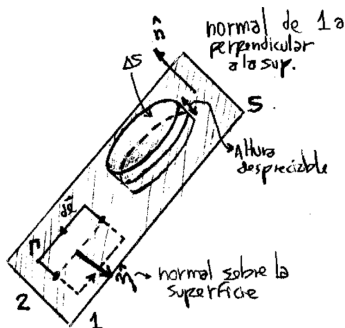


Figura 5.7

y puesto que vale la permutación

$$0 = (-\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1) \cdot (\hat{n} \times \hat{\eta}) \longrightarrow 0 = \hat{\eta} \cdot ((-\mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_1) \times \hat{n})$$

de modo que la componente tangencial es continua y entonces

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0$$

$$E_{2\hat{n}} - E_{1\hat{n}} = 4\pi\sigma \quad E_{2\hat{t}} - E_{1\hat{t}} = 0$$

$$-\nabla\phi_2 \cdot \hat{n} + \nabla\phi_1 \cdot \hat{n} = 4\pi\sigma$$

$$\frac{\nabla(\phi_2 - \phi_1) \cdot \hat{n}}{4\pi} = \sigma$$

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial(\phi_1 - \phi_2)}{\partial n}$$

esta es la densidad de carga inducida sobre la frontera entre medios.

Para los medios magnéticos

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_l$$

$$\int_S (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} = \int_S \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_l \cdot d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{g}_l \cdot \hat{s} d\ell$$

donde hicimos la transformación

$$\int \mathbf{H} \cdot d\ell = (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \cdot d\ell$$

y donde recordemos que la altura de Γ tiene a cero.

$$\frac{4\pi}{c} \mathbf{g}_l \cdot \mathbf{s} = (-\mathbf{H}_2 + \mathbf{H}_1) \cdot (\hat{n} \times \hat{s}) d\ell$$

$$\frac{4\pi}{c} \mathbf{g}_l \cdot \mathbf{s} d\ell = (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2 \times \hat{n}) \cdot \hat{s} d\ell$$



Figura 5.8

de manera que

$$\frac{4\pi}{c} \mathbf{g}_l = \hat{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)$$

$$\hat{n} \times \hat{s} = \frac{d\ell}{d\ell}$$

$$B_{2\hat{n}} - B_{1\hat{n}} = 0 \quad H_{2\hat{t}} - H_{1\hat{t}} = \frac{4\pi}{c} g_l$$

$$\int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \Rightarrow (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \hat{n} = 0$$

2.6 Desarrollo multipolar

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_{V'} \frac{\rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'$$

Cuando la expresión es muy complicada podemos desarrollarla en una serie de potencias

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{Q}{|\mathbf{x}|} + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{x}|^3} + \sum_{i,j} \frac{1}{2|\mathbf{x}|^5} x_i Q_{ij} x_j$$

donde está centrado en el origen de coordenadas. El último término, matricialmente sería

$$\frac{1}{2} \frac{\mathbf{x}^t Q \mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^5}$$

y es el término cuadrupolar.

Los momentos son el momento dipolar,

$$\mathbf{p} = \int_V \mathbf{x} \rho(\mathbf{x}) dV$$

el momento monopolar

$$Q = \int_V \rho(\mathbf{x}) dV$$

que es la carga total, y el momento cuadrupolar

$$Q_{ij} = \int_V \rho(\mathbf{x}) [3x_i x_j - \delta_{ij} |\mathbf{x}|^2] dV$$

El momento cuadrupolar refleja apartamiento de la esfera perfecta, los momentos dipolar y cuadrupolar indican desbalance de carga. Asimismo $Q_{ij} = Q_{ji}$ es simétrico por ser producto de vectores polares. Es siempre diagonalizable. Tiene traza nula,

$$Q_{xx} + Q_{yy} + Q_{zz} = 0$$



Figura 6.9

se da también que $Q_{ij} (i \neq j)$ mide desbalance lejos de los ejes. Una esfera con ρ uniforme tiene todos los momentos multipolares nulos salvo el monopolo.

Una simetría de reflexión implica que el $\mathbf{p}_\perp = 0$ donde la notación significa perpendicular al plano. Esto es así porque no hay desbalance. Para una simetría de revolución $Q_{xx} = Q_{yy}$ entonces el Q_{ij} puede darse con un sólo número.

Si en una distribución dada, los momentos multipolares hasta el orden $\ell - 1$ son nulos entonces el momento multipolar de orden ℓ no depende del origen de coordenadas.



Figura 6.10

En la figura vemos que no ambos no tienen desbalance de carga respecto del origen; el disco uniformemente cargado tendrá monopolo no nulo y dipolo nulo (siempre respecto del origen), los anillos cargados con carga opuesta tendrán monopolo y dipolo nulos (respecto del origen y de cualquier otro punto). Pero si muevo las distribuciones se tendrá desbalance el disco pero no los anillos.

Para átomos en general son monopolo, dipolo neutros; el cuadrupolo se da con un solo número. En la Figura tenemos un elipsoide con densidad de carga ρ uniforme. Tiene simetría de revolución de modo que el momento cuadrupolar es un número. $Q_{zz} = 0$ puesto que una esfera no tiene desbalance, entonces $\bar{Q} = 0$

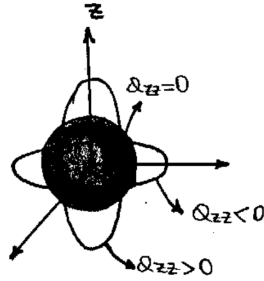


Figura 6.11

2.7 Dipolo eléctrico

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3}$$

si está en el origen, y

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{p} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|^3}$$

si está en un punto \mathbf{x}_0

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \frac{3\mathbf{p} \cdot \hat{n}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|^3} \hat{n} - \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|^3}$$

donde debemos notar que \mathbf{p} no depende de \mathbf{x} .

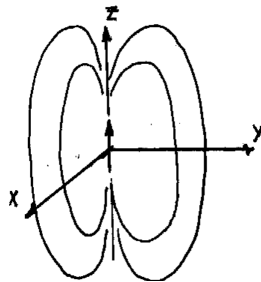


Figura 7.12 Dipolo centrado en el origen.

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{p \hat{z} \cdot r \hat{r}}{r^3} = \frac{p}{r^2} \cos(\theta)$$

siendo

$$\hat{n} = \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}_0}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|}$$

$$\mathbf{E}(r, \theta) = \frac{2p \cos(\theta)}{r^3} \hat{r} + \frac{p \sin(\theta)}{r^3} \hat{\theta}$$

tiene simetría de revolución, puesto que no depende de $\hat{\phi}$.

Las líneas de campo cuplen que $d\ell$ a través de una línea de campo es tal que

$$d\ell \parallel \mathbf{E} \Rightarrow \mathbf{E} \times d\ell = 0$$

la línea de campo sigue la dirección del campo. En el caso del dipolo no tendrán componente en $\hat{\phi}$ (como es de esperar).

2.7.1 Inteacción de un campo externo con una distribución de carga

Si tenemos un campo \mathbf{E} con sus fuentes lejos,



Figura 7.13

y que cumple $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ y $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ (irrotacionalidad), se da la siguiente fuerza sobre la distribución

$$\mathbf{F} = \int_V \rho(\mathbf{x}) \mathbf{E}(\mathbf{x}) dV,$$

y si \mathbf{E} no varía demasiado en V , entonces podemos representar bien por una serie

$$E^\ell(\mathbf{x}) = E^\ell + x_j \partial_j E^\ell + \frac{1}{2} x_j x_k \partial_j \partial_k E^\ell$$

entonces

$$F_i = \int_V \rho E_i dV \approx E_i \int_V \rho dV + \int_V \rho x_j \partial_j E_i dV + \frac{1}{2} \int_V \rho x_j x_k \partial_j \partial_k E_i dV$$

o bien

$$F_i = \int_V \rho E_i dV \approx E_i q + (\mathbf{p} \cdot \nabla) E_i + \mathbf{x} \cdot [(\mathbf{x} \cdot \nabla) \nabla E_i]$$

de lo cual extraemos que el campo interactúa con la carga, el gradiente del campo interactúa con el dipolo y la divergencia del campo interactúa con el cuadrupolo. Un campo uniforme entonces no hace fuerza sobre un dipolo. Para un campo inhomogéneo, el torque $\mathbf{T} = \mathbf{x} \times \mathbf{F}$ se puede escribir como

$$\mathbf{T} = q\mathbf{x} \times \mathbf{E} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$$

donde $\mathbf{p} \equiv q\mathbf{x}$ es el momento dipolar y vemos que el torque tiende a centrar el dipolo según la dirección del campo \mathbf{E} aunque no lo logra por la agitación térmica.

La energía de un dipolo será

$$U = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$$

entonces

$$\mathbf{F} = -\nabla U = \nabla(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) = (\mathbf{p} \cdot \nabla)\mathbf{E} + (\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{p} + \mathbf{p} \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mathbf{E} \times (\nabla \times \mathbf{p})$$

siendo los últimos tres términos nulos según lo que consideramos previamente de manera que

$$\mathbf{F} = (\mathbf{p} \cdot \nabla)\mathbf{E}.$$

2.7.2 Capa dipolar

El potencial de un dipolo es

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{p} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|^3}$$

y el potencial de una capa dipolar

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_S \frac{\mathbf{D}(\mathbf{x}') \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dS'$$

siendo \mathbf{D} el momento dipolar por área que viene de acuerdo a la definición

$$D = \lim_{\substack{\sigma \rightarrow \infty \\ \epsilon \rightarrow 0}} \sigma \epsilon$$

refiérase a la ilustración bajo esta línea

Veamos algún detalle más sobre la capa dipolar, que está ilustrado en la Figura siguiente.

$$\frac{\mathbf{D} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dS = \frac{D \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dS = -\frac{D \cos(\theta)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} dS = -\frac{D \cos(\theta)}{r^2} dS$$



Figura 7.14

$$\frac{\mathbf{D} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dS = -D d\Omega$$

puesto que

$$\phi(\mathbf{x}) = -D \int_S d\Omega \quad \frac{\cos(\theta)}{r^2} dS \equiv d\Omega$$

Para las condiciones de contorno se da lo siguiente

$$E_2^{\hat{n}} - E_1^{\hat{n}} = 4\pi\sigma$$

$$-\nabla(\phi_2 - \phi_1) \cdot \hat{n} = 4\pi\sigma$$

$$\frac{\partial\phi_1 - \phi_2}{\partial\hat{n}} = 4\pi\sigma$$

$$\phi_1 - \phi_2 = 4\pi\sigma\epsilon$$

desde donde deducimos que el potencial tiene un salto al surcar la capa dado por

$$\phi_2 - \phi_1 = 4\pi D$$

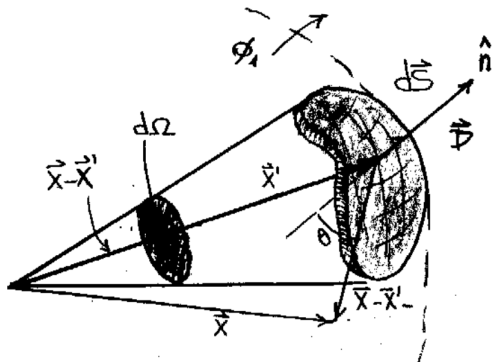


Figura 7.15

2.7.3 Momento dipolar por unidad de volumen

El potencial de un dipolo es

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{p} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3}$$

y el potencial de muchos de ellos sale de la integración

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_V \frac{\mathbf{P}(\mathbf{x}') \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dV$$

donde \mathbf{P} es la llamada polarización, el momento dipolar por unidad de volumen, siendo V un volumen que incluye a la zona de polarización (ver Figura).

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_V \mathbf{P}(\mathbf{x}') \cdot \nabla' \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) dV$$

y si usamos el teorema de la divergencia para convertir una de las integrales resulta

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_S \frac{\mathbf{P}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dS - \int_V \frac{\nabla' \cdot \mathbf{P}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV$$

lo que habilita a pensar en como que

$$\mathbf{P} \cdot \hat{n} \equiv \sigma_P$$

está presente en el borde del cuerpo polarizado, y en su interior existe

$$-\nabla \cdot \mathbf{P} \equiv \rho_P$$

siempre que $\nabla \cdot \mathbf{P} \neq 0$ es decir que la polarización no sea homogénea.

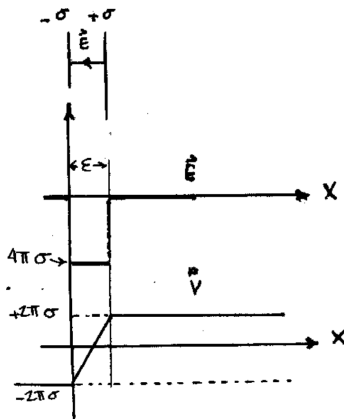


Figura 7.16

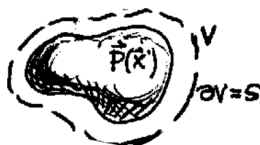


Figura 7.17

2.8 El potencial vector

Haremos una especie de desarrollo multipolar del potencial vector \mathbf{A} ,

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{1}{c} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'$$

pero como se puede escribir

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \approx \frac{1}{|\mathbf{x}|} + \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}'}{|\mathbf{x}|^3}$$

en torno a $\mathbf{x}' = 0$ será

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{1}{c} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x}|} dV' + \frac{1}{c} \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3} \cdot \int_V \mathbf{x}' \mathbf{J}(\mathbf{x}') dV'$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{1}{c|\mathbf{x}|} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{x}') dV' + \frac{1}{c} \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3} \cdot \int_V \mathbf{x}' \mathbf{J}(\mathbf{x}') dV'$$

Recordar que Biot & Savart es para densidad de corriente estacionaria, i.e. $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$

y el primer término es nulo lo cual puede verse porque sale integrando con alguna identidad (?) y usando que $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$. Correspondería al orden monopolar y el hecho de que sea nulo refleja la no existencia de monopolos.

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \left[\left(\frac{1}{2c} \int_V \mathbf{x}' \times \mathbf{J} dV \right) \times \mathbf{x} \right] \frac{1}{|\mathbf{x}|^3}$$

y si definimos el paréntesis como \mathbf{m} (momento magnético) entonces

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{m} \times \mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3}$$

en el origen, y

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{m} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3}$$

en \mathbf{x}' , las cuales son expresiones a primer orden y que utilizan el gauge de Coulomb, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$.

De esta manera tendremos

$$\mathcal{M}(\mathbf{x}') = \frac{1}{2c} [\mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}')]]$$

que es la magnetización o densidad de momento magnético, y entonces el momento magnético pasa a ser

$$\mathbf{m} = \int_v \mathcal{M}(\mathbf{x}') dV'.$$

Se puede trabajar con el potencial vector así

$$\nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times \left(\frac{\mathbf{m} \times \mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3} \right) = \left(\frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3} \cdot \nabla \right) \mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla) \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3},$$

la cual luego de mucho álgebra vectorial se puede llevar a la forma

$$\mathbf{B} = \frac{3(\mathbf{m} \cdot \hat{n})\hat{n} - \mathbf{m}}{|\mathbf{x}|^3},$$

que nos dice que bien lejos cualquier distribución de corriente localizada presenta como \mathbf{B} el campo magnético de un dipolo magnético dado por $\mathbf{m}(\mathbf{x})$. Esta aproximación corresponde, por supuesto, al primer orden del desarrollo.

2.8.1 interpretacion del momento magnético

Se puede pensar \mathbf{m} como una espira.

$$dA = \frac{x d\ell \sin(\alpha)}{2}$$

siendo el área orientada

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} \int_{\Gamma} \mathbf{x} \times d\ell$$

y entonces

$$\mathbf{m} = \frac{I}{c} \mathbf{A}$$

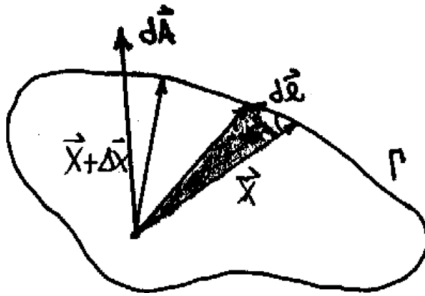


Figura 8.18

Desde volumen a espira hacemos la transformación del modo usual,

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2c} \int_V \mathbf{x} \times \mathbf{J}(\mathbf{x}) dV = \frac{1}{2c} \int_{\Gamma} \mathbf{x} \times d\ell$$

usando que

$$\mathbf{J} dV = J d\ell dS = \frac{I}{dS} d\ell dS = I d\ell$$

A modo de ejemplo, para una espira circular de radio r es

$$m = \frac{i}{c} \pi r^2.$$

2.8.2 Interacción del campo magnético con una distribución de corriente

Hacemos una expansión de Taylor del campo \mathbf{B} con $|\mathbf{x}| \gg |\mathbf{x}'|$,

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + (\mathbf{x} \cdot \nabla)\mathbf{B}$$

y entonces como la fuerza es

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{x}') \times \mathbf{B}(\mathbf{x}') dV'$$

resulta que



Figura 8.19

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \int_V \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 dV' + \frac{1}{c} \int_V \mathbf{J} \times (\mathbf{x}' \cdot \nabla)\mathbf{B} dV'$$

siendo el primer término nulo.

$$\mathbf{F} = \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{m}) = (\mathbf{m} \cdot \nabla)\mathbf{B} = (\mathbf{m} \cdot \nabla)\mathbf{B} = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B})$$

Si el campo es homogéneo la fuerza es nula, pero como $\mathbf{F} = -\nabla U$

$$F_m = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) \Rightarrow U_M = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}$$

$$F_e = \nabla(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) \Rightarrow U_e = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$$

siendo $U_{m,e}$ la energía de los dipolos en campos externos.

Mediante identidades vectoriales podemos llegar a una expresión

$$\mathbf{F} = -\nabla \times \frac{1}{c} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{x}') \cdot \mathbf{B} dV' = -\nabla \times \frac{1}{2c} (-\mathbf{B}) \times \int_V \mathbf{x} \times \mathbf{J} dV' =$$

$$\mathbf{F} = \nabla \times \mathbf{B} \times \frac{1}{2c} \int_V \mathbf{x} \times \mathbf{J} dV'$$

$$\mathbf{F} = \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{m}) = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B})$$

La fuerza de un campo \mathbf{B} externo sobre una distribución de corrientes es el gradiente de cierta energía

$$\mathbf{F} = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) = (\mathbf{m} \cdot \nabla)\mathbf{B}$$

de donde se ve claramente que si \mathbf{B} es uniforme entonces la fuerza es nula. \mathbf{m} es una constante que depende de la distribución de corrientes.

2.9 Perturbación por un conductor sobre un campo eléctrico uniforme

Se tiene un campo uniforme con $Q, R \rightarrow \infty$ pero con $2Q/R^2 = cte$, según se ve en la Figura.

El potencial ϕ de la esfera es constante por ser conductor. Puedo definir

$$\phi|_{esf} \equiv 0$$

pues $\phi(\infty) \neq 0$ porque hay densidad de carga ρ en el infinito.

Para la carga superior,

$$\phi_1 = \frac{-Q}{|\mathbf{x} - R\hat{z}|} + \frac{a/RQ}{|\mathbf{x} - a^2/R\hat{z}|}$$

mientras que para la inferior

$$\phi_2 = \frac{Q}{|\mathbf{x} + R\hat{z}|} + \frac{a/RQ}{|\mathbf{x} + a^2/R\hat{z}|}$$

Recordemos que

$$(1 + \alpha)^{(-1/2)} \approx 1 - \frac{1}{2}\alpha \quad \alpha \ll 1$$

y podemos trabajar el denominador

$$|\mathbf{x} - R\hat{z}| = \sqrt{x^2 + R^2 - 2Rx \cos(\theta)}$$

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - R\hat{z}|} = \frac{1}{\sqrt{x^2 + R^2 - 2Rx \cos(\theta)}} = \frac{1}{R(1 + x^2/R^2 - 2x/R \cos(\theta))^{1/2}}$$

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - R\hat{z}|} \approx \frac{1}{R} \left(1 + \frac{x}{R} \cos(\theta) \right)$$



Figura 9.20

de manera que luego

$$\begin{aligned} \phi(r) \approx Q \left[\frac{1}{R} \left(1 + \frac{x}{R} \cos(\theta) \right) + \frac{a}{Rx} \left(1 + \frac{a^2}{Rx} \cos(\theta) \right) + \right. \\ \left. \frac{1}{R} \left(1 - \frac{x}{R} \cos(\theta) \right) - \frac{a}{Rx} \left(1 - \frac{a^2}{Rx} \cos(\theta) \right) \right] \\ \phi(x) \approx -\frac{2Qx}{R^2} \cos(\theta) + \frac{2a^3Q}{R^2x^2} \cos(\theta) \end{aligned}$$

y haciendo $x \equiv r$ y tomando el límite,

$$\phi(r) = -E_0 r \cos(\theta) + E_0 \frac{a^3}{r^2} \cos(\theta)$$

y la carga total sobre la esfera es nula puesto que estuvo aislada todo el tiempo. Respecto de la Figura, si hacemos un Gauss en la zona indicada se obtiene $Q_n = 0$, entonces $\phi(r = a) = 0$.

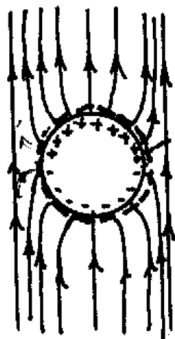


Figura 9.21

El segundo término es como un dipolo puntual,

$$E_0 \frac{a^3}{r^2} \cos(\theta) = E_0 \frac{a^3 \hat{z} \cdot \mathbf{r}}{r^3}$$

donde

$$\mathbf{p} \equiv E_0 a^3 \hat{z}$$

Capítulo 3

Método de separación de variables

3.1 Separación de variables

Separamos los problemas en regiones donde vale $\nabla^2\phi = 0$ entonces las fronteras tendrán la $\rho(\mathbf{x}')$ en general en forma de σ, λ .

Para coordenadas cartesianas intentaremos resolver $\nabla^2\phi = 0$, es decir

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0$$

pidiendo

$$\phi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$$

de manera que

$$\frac{1}{X} \frac{d^2X}{dx^2} + \frac{1}{Y} \frac{d^2Y}{dy^2} + \frac{1}{Z} \frac{d^2Z}{dz^2} = 0 \quad -\alpha^2 - \beta^2 + \gamma^2 = 0 \quad \Rightarrow \gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2$$

cada término es una constante. La solución general es

$$\phi(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{m,n} e^{\pm i\alpha_m x} e^{\pm i\beta_n y} e^{\pm i\sqrt{\alpha_m^2 + \beta_n^2} z}$$

donde habrá que adaptar según las condiciones de contorno. Se da que $A_{m,n}$ es una constante general y hay condiciones periódicas en x, y

$$A e^{\pm i\alpha x} = A_{\alpha} \cos(\alpha x) + B_{\alpha} \sin(\alpha x)$$

corresponde a condiciones de potencial periódicas, cuando necesito dos ceros por ejemplo (ver ilustración lateral –que falta–)

$$A e^{\pm \gamma z} = A_{\gamma} \cosh(\gamma z) + B_{\gamma} \sinh(\gamma z)$$

corresponde a atravesar densidades de carga.

Para coordenadas esféricas es

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \varphi^2} = 0$$

proponiéndose la separación

$$\phi(r, \theta, \varphi) = R(r) \Theta(\theta) Q(\varphi)$$

siendo

$$Y(\theta, \varphi) = \Theta(\theta) Q(\varphi)$$

un armónico esférico. Tenemos un oscilador armónico en φ ,

$$Q = e^{\pm i \alpha \varphi}$$

si usamos $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ de modo que $\alpha \in \mathbb{Z}$ y entonces $\alpha = m$, con simetría azimutal es $m = 0$ (rotación en φ),

$$Q = G\varphi + H \quad G, H \text{ ctes.}$$

Para las otras funciones será

$$R(r) = A_{\ell} r^{\ell} + B_{\ell} r^{-\ell-1}$$

$$\Theta(\theta) = C_{\ell} P_{\ell}^m(\cos(\theta)) + D_{\ell} Q_{\ell}^m(\cos(\theta))$$

siendo P_{ℓ}^m polinomio de Legendre, que verifica la fórmula de Rodrigues

$$P_{\ell}(x) = \frac{1}{2^{\ell} \ell!} \frac{d^{\ell}}{dx^{\ell}} [x^2 - 1]^{\ell}$$

con $P_{\ell}(\cos(\theta))$ polinomio de Legendre de primera especie, y $Q_{\ell}(\cos(\theta))$ de segunda especie. Los $\{P_{\ell}\}$ son un conjunto completo y ortogonal en $-1 \leq x \leq 1$ o bien en $0 \leq \theta \leq \pi$.

Los $\{Q_{\ell}^m(\cos(\theta))\}$ tienen problemas en $\theta = 0, \theta = \pi$ (eje z) de manera que si está el eje z no podemos usar Q_{ℓ}^m ; en estos problemas sólo podemos usar $P_{\ell}^m(\cos(\theta))$.

$$\phi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{\ell} r^{\ell} + B_{\ell} r^{-\ell-1}] [C_{\ell} P_{\ell}^m + D_{\ell} Q_{\ell}^m] [E_m \cos(m\phi) + F_m \sin(m\phi)]$$

y en el caso particular $m = 0$

$$\phi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{\ell} r^{\ell} + B_{\ell} r^{-\ell-1}] [C_{\ell} P_{\ell}^m + D_{\ell} Q_{\ell}^m] [G_0 \phi + H_0]$$

Las constantes $A_{\ell}, B_{\ell}, C_{\ell}, D_{\ell}, E_m, F_m$ se ajustan con el $\phi(r \rightarrow \infty)$, $\phi(r \rightarrow 0)$, $\phi(z = 1)$ y $\phi(z = -1)$.

Lo que permite esquivar el problema del punto singular en $x \equiv \cos(\theta) = 1$ es

$$\beta^2 = \ell(\ell + 1) \quad -\ell < m < \ell \quad \alpha^2 = m^2$$

Recordemos las sumas de series

$$\frac{1}{1-z} = \sum_{\ell=0}^{\infty} z^{\ell} \quad \frac{1}{1+z} = \sum_{\ell=0}^{\infty} (-1)^{\ell} z^{\ell} \quad |z| < 1,$$

el polinomio asociado de Legendre

$$P_{\ell}^m(x) = \frac{(-1)^m}{2^{\ell} \ell!} [1-x^2]^{m/2} \frac{d^{\ell+m}}{dx^{\ell+m}} [x^2-1]^{\ell}$$

que cumple

$$P_{\ell}(1) = 1 \quad P_{\ell}(-1) = (-1)^{\ell} \quad \forall \ell$$

con

$$\int_{-1}^1 [P_{\ell}(x)]^2 dx = \frac{2}{2\ell+1}$$

siendo la ortogonalidad

$$\int_0^{\pi} P_{\ell'}^m(\cos(\theta)) P_{\ell}^m(\cos(\theta)) \sin(\theta) d\theta = \delta_{\ell\ell'}$$

$$\int_{-1}^{+1} P_{\ell'}^m(x) P_{\ell}^m(x) dx = \frac{2}{2\ell+1} \frac{(\ell+m)!}{(\ell-m)!} \delta_{\ell\ell'}$$

En esféricas las constantes de separación están asociadas

$$R(r) \text{ con } \ell \quad \Theta(\theta) \text{ con } \ell, m \quad Q(\phi) \text{ con } m$$

3.2 Detalles sobre solución de problemas de potencial

Si el potencial es par en una coordenada, entonces uso funciones pares (cosenos). La continuidad del potencial

$$\phi_I(x=0) = \phi_{II}(x=0) =$$

y salto en el campo

$$\left. \frac{\partial \phi_I}{\partial x} - \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x} \right|_{x=0} = -4\pi\sigma|_{x=0}$$

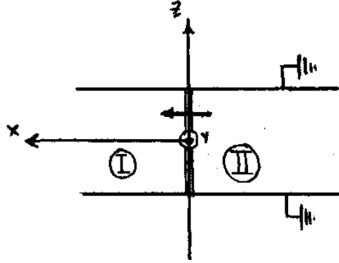


Figura 2.1

Si tengo condiciones periódicas en la coordenada irán senos y cosenos trigonométricos, entonces se discretizan m, n y tengo $\sum_n \sum_m$ una serie de Fourier.

Si tengo condiciones no periódicas en la coordenada irán seno, coseno hiperbólicos entonces tengo $\int dk$ integral de Fourier.

En general tomo

$$\alpha^2 + \beta^2 = \gamma^2$$

pudiéndose discretizar los k' s luego. Se considera $\alpha^2 \equiv k_{e_1}^2$ y así siguiendo con las otras dos.

Sobre la ecuación de salto en el campo aplicamos ortogonalidad y despejamos coeficientes en función de σ .

Detalle: el salto en el campo se hace siguiendo la normal, como se ilustra abajo

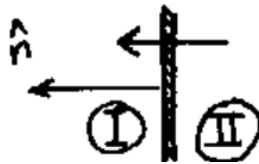


Figura 2.2

$$E_I^{\hat{n}} - E_{II}^{\hat{n}} = 4\pi\sigma \quad -\frac{\partial \phi_I}{\partial x} + \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x} = 4\pi\sigma$$

Para $k_{e_1}^2$ en el caso discreto

$$\sum_{m=0}^{\infty} \cos(k_m e_1) + \sin(k_m e_1)$$

pero en el continuo

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{ik e_1} dk$$

usamos $\exp(ik e_1)$ para que la integral converja en lugar de $(\cos(k e_1) + \sin(k e_1))$.

3.3 Expansiones ortonormales

$$\int_a^b U_n^* U_m d\xi = \delta_{mn} \quad U_i \text{ ortonormales}$$

entonces en (a, b) se da que la serie

$$f(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n U_n(\xi)$$

converge, donde

$$a_n = \int_a^b U_n^* f(\xi) d\xi.$$

La clausura es

$$\sum_{n=1}^{\infty} U_n^*(\mathbf{x}') U_n(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$$

Es útil el desarrollo

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\gamma)}} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{r_{<}^{\ell}}{r_{>}^{\ell}} P_{\ell}(\cos(\gamma))$$

en polinomios de Legendre para el ángulo entre vectores en coordenadas esféricas. En coordenadas esféricas, donde $\gamma = \gamma(\theta, \phi)$ es el ángulo entre vectores, que surge del teorema del coseno.

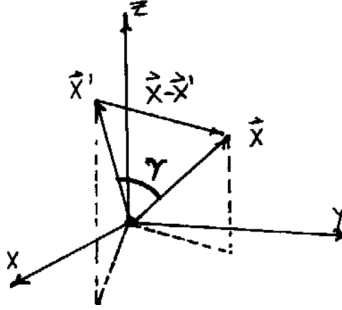


Figura 3.3

3.3.1 Prolongación analítica

Consiste en *prolongar* una solución restringida por ejemplo en el eje polar a todo el resto del espacio pegándole los polinomios de Legendre. Lo ponemos en serie (pasamos un cálculo de F3 a una serie)

$$\phi(r, \phi/2) = \frac{Q}{\sqrt{r^2 + a^2}} = \sum_{\ell=0}^{\infty} Q \frac{a^{\ell}}{r^{\ell+1}} P_{\ell}(0) \quad r > a$$

$$\phi(r, \phi/2) = \frac{Q}{\sqrt{r^2 + a^2}} = \sum_{\ell=0}^{\infty} Q \frac{r^{\ell}}{a^{\ell+1}} P_{\ell}(0) \quad r < a$$

y $P_{\ell}(0)$ tiene términos pares solamente (los impares son nulos).

Entonces

$$\phi(r, \phi/2) = \frac{Q}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^{2n}}{a^{2n}} P_{2n}(0)$$

con

$$P_{2n}(0) = (-1)^n \frac{(2n-1)!}{2^n n!}$$

por lo tanto para todo el espacio será

$$\phi(r, \phi/2) = \frac{Q}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^{2n} P_{2n}(0) P_{2n}(\sin(\theta)) \quad r < a$$

El hecho de que sólo vivan ℓ pares viene porque ϕ es par pues hay simetría de reflexión en el plano xy , lo que sucede de $(0, \pi/2)$ es igual a lo que sucede de $(\pi/2, \pi)$.

Los problemas con simetría de revolución en torno a \hat{z} pueden ser resueltos con el método de prolongación analítica. La idea central es que si dos soluciones

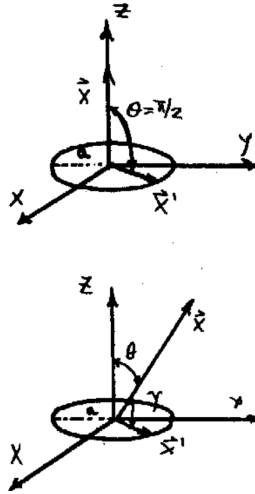


Figura 3.4

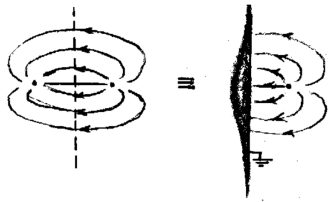


Figura 3.5

del potencial coinciden en un conjunto de puntos (como ser el eje azimutal) entonces deben ser la misma solución.

3.3.2 Comentario multipolos

Estos dos problemas son equivalentes, pero multipolarmente tienen desarrollos diferentes. El problema es que el metal a tierra tendrá carga hasta el infinito y entonces no podemos tener un radio de convergencia.

3.4 Armónicos esféricos

$$Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_{\ell}^m(\cos(\theta)) e^{im\varphi}$$

Los armónicos esféricos son un conjunto ortonormalizado en

$$-1 \leq \cos(\theta) \leq 1, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi$$

$$Y_{\ell,-m}(\theta, \varphi) = (-1)Y_{\ell,m}^*(\theta, \varphi)$$

La ortonormalidad

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin(\theta) Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) Y_{\ell',m'}^*(\theta, \varphi) d\theta = \delta_{\ell'\ell} \delta_{m'm}$$

La completitud

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) Y_{\ell,m}^*(\theta, \varphi) = \delta(\varphi - \varphi') \delta(\cos(\theta) - \cos(\theta'))$$

Entonces una función f cualquiera $\in L^2$ se puede expresar en armónicos esféricos,

$$f(\theta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} A_{\ell,m} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi)$$

de manera que el potencial en coordenadas esféricas es

$$\phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} [A_{\ell,m} r^{\ell} + B_{\ell,m} r^{-(\ell+1)}] Y_{\ell,m}(\theta, \varphi)$$

Con respecto a la Figura,

si q está en \hat{z} entonces simetría de revolución ($\gamma \rightarrow \theta$). Si por el contrario, γ es nulo entonces simetría de revolución.

Un poco de álgebra de coordenadas,

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\gamma)}} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\gamma)}}$$

donde $|\mathbf{x}| = r$ y $|\mathbf{x}'| = r'$. Así

$$\left. \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right|_{\gamma=0} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'}} = \frac{1}{|r - r'|}$$

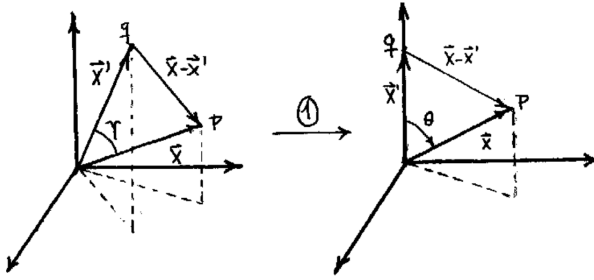


Figura 4.6

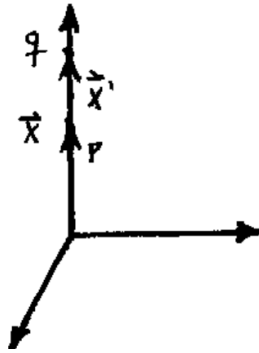


Figura 4.7

luego si $r' < r$ será

$$\frac{1}{|r - r'|} = \frac{1}{r(1 - r'/r)} = \frac{1}{r} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r}\right)^{\ell} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{r'^{\ell}}{r^{\ell+1}}$$

en cambio si es $r' > r$

$$\frac{1}{|r - r'|} = \frac{1}{r'(1 - r/r')} = \frac{1}{r'} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r'}\right)^{\ell} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{r^{\ell}}{r'^{\ell+1}}$$

de manera que

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \Big|_{\gamma=0} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{r_{<}^{\ell}}{r_{>}^{\ell+1}}$$

y podemos pensar en $1 = P_\ell(1) \forall \ell$ y $1 = P_\ell(\cos 0)$

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \Big|_{\gamma=0} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{r_{<}^\ell}{r_{>}^{\ell+1}} P_\ell(\cos 0)$$

que será el ϕ de una carga unitaria en \hat{z} y evaluado en \hat{z} . Hacemos de esta manera prolongación analítica,

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{r_{<}^\ell}{r_{>}^{\ell+1}} P_\ell(\cos \gamma)$$

y decimos que será el ϕ de una carga unitaria en cualquier parte (descompuesto en polinomios de Legendre). Aquí $\gamma = \gamma(\theta, \varphi)$ y se puede llegar a una descomposición similar utilizando armónicos esféricos.

El potencial ϕ descompuesto en armónicos esféricos es

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{r_{<}^\ell}{r_{>}^{\ell+1}} \frac{4\pi}{2\ell+1} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) Y_{\ell,m}^*(\theta', \varphi')$$

y el teorema de adición de los armónicos esféricos ha sido usado

$$P_\ell(\cos \gamma) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{4\pi}{2\ell+1} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) Y_{\ell,m}^*(\theta', \varphi')$$

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_{V'} \rho(\mathbf{x}') \left[\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{r_{<}^\ell}{r_{>}^{\ell+1}} \frac{4\pi}{2\ell+1} Y_{\ell,m}(\theta, \varphi) Y_{\ell,m}^*(\theta', \varphi') \right] dV',$$

que se puede cosmetizar como

$$\phi(\mathbf{x}) = 4\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{1}{2\ell+1} \left[\int_{V'} \rho(\mathbf{x}') Y_{\ell,m}^*(\theta', \varphi') r'^{\ell} dV' \right] \frac{Y_{\ell,m}(\theta, \varphi)}{r_{>}^{\ell+1}},$$

definiéndose el corchete como $q_{\ell m}$ coeficiente multipolar de orden ℓm , así

$$\phi(\mathbf{x}) = 4\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{q_{\ell m}}{2\ell+1} \frac{Y_{\ell,m}(\theta, \varphi)}{r_{>}^{\ell+1}}.$$

Entonces

$$\phi_{\ell m}(\mathbf{x}) = 4\pi \frac{q_{\ell m}}{2\ell+1} \frac{Y_{\ell,m}(\theta, \varphi)}{r_{>}^{\ell+1}}$$

y consecuentemente

$$\mathbf{E}_{\ell m}(\mathbf{x}) = -\nabla \phi_{\ell m}(\mathbf{x})$$

3.5 Separación de variables en cilíndricas

Se propone

$$\phi(\rho, \phi, z) = R(\rho)Q(\phi)Z(z)$$

de modo que

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{R\rho} \frac{dR}{d\rho} + \frac{1}{Q\rho^2} \frac{d^2 Q}{d\phi^2} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = 0$$

donde los primeros dos términos conducen a la ecuación de Bessel, el tercero es igual a $-\nu^2$ y el cuarto a k^2 . Sacamos

$$Z = e^{\pm kz}$$

$$Q = e^{\pm i\nu\phi}$$

donde si $0 \leq \phi \leq 2\pi$ entonces $\nu \in \mathbb{Z}$. Si en cambio la variable ϕ no corre entre 0 a 2π se dará que $\nu \notin \mathbb{Z}$.

$\nu \in \mathbb{Z}$	$\nu \notin \mathbb{Z}$
$J_\nu(k\rho)$	$J_\nu(k\rho)$
$J_{-\nu}(k\rho)$	$N_\nu(k\rho)$

donde

$$N_\nu(k\rho) \equiv \frac{J_\nu(k\rho) \cos(\nu\pi) - J_{-\nu}(k\rho)}{\sin(\nu\pi)}$$

siendo $J_\nu(k\rho)$ la función de Bessel de primera especie, $N_\nu(k\rho)$ la función de Bessel de segunda especie (Neumann). $N_\nu(k\rho)$ tiene problemas en el origen de modo que no sirve si el dominio incluye al eje \hat{z} , en cambio $J_\nu(k\rho)$ tiene problemas en $\rho \rightarrow \infty$.

También se suelen definir

$$H_\nu^{(1)}(k\rho) = J_\nu(k\rho) + iN_\nu(k\rho)$$

$$H_\nu^{(2)}(k\rho) = J_\nu(k\rho) - iN_\nu(k\rho)$$

que son las funciones de Bessel de tercera especie o bien Hankel de primera y segunda especie respectivamente.

Cambio de signo de la constante de separación

$$\dots + \underbrace{\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2}}_{-k^2} = 0$$

entonces nos lleva a

$$Z = e^{\pm i k z} \quad Q = e^{\pm i \nu \phi}$$

y entonces a las funciones de Bessel modificadas

$$I_\nu(k\rho) = i^{-\nu} J_\nu(k\rho)$$

$$K_\nu(k\rho) = \frac{\pi}{2} i^{\nu+1} H_\nu^{(1)}(k\rho),$$

donde son respectivamente las de primera y segunda especie y vemos que tienen argumento imaginario. Las $I_\nu(k\rho)$ tendrán problemas en $\rho \rightarrow \infty$ y $K_\nu(k\rho)$ problemas en $\rho = 0$ (en el eje \hat{z}). Si atravesamos densidades de carga en \hat{z} entonces usamos Bessel

$$Z = e^{\pm k z} \Rightarrow J_\nu^{(1)}(k\rho); N_\nu^{(2)}(k\rho)$$

pero bajo condiciones periódicas en \hat{z} se usan Bessel modificadas

$$Z = e^{\pm i k z} \Rightarrow I_\nu^{(1)}(k\rho); K_\nu^{(2)}(k\rho)$$

y esto último se da por ejemplo en tapas del cilindro. La función de Bessel de primera especie se puede expresar como serie según

$$J_\nu^{(1)}(k\rho) = \left(\frac{x}{2}\right)^\nu \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j! \Gamma(j + \nu + 1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2j}$$

Las funciones de Bessel tienen infinitos ceros,

$$J_\nu(x_{\nu n}) = 0 \quad \text{con } n \in \mathbb{N}, \nu \text{ fijo}$$

siendo $x_{\nu n}$ un cero de J_ν . Así

$$\sqrt{\rho} J_\nu(x_{\nu n} \rho / a)$$

con $\nu \geq 0$ fijo es un conjunto ortonormal completo en $0 \leq \rho \leq a$ siendo a el radio del cilindro.

$$f(\rho) = \sum_{n=1}^{\infty} A_{x_{\nu n}} J_\nu(x_{\nu n} \rho / a)$$

con $0 \leq \rho \leq a$. Así $f(\rho = a) = 0$,

$$A_{\nu n} = \frac{2}{a^2 J_{\nu+1}^2(x_{\nu n})} \int_0^a \rho f(\rho) J_{\nu}(x_{\nu n} \rho / a) d\rho$$

la ortogonalidad

$$\int_0^a \rho J_{\nu}(x_{\nu n'} \rho / a) J_{\nu}(x_{\nu n} \rho / a) d\rho = \frac{a^2}{2} [J_{\nu+1}(x_{\nu n})]^2 \delta_{nn'}.$$

Para k sea $\phi(\rho = a) = 0$ entonces

$$J_{\nu}(ka) = 0 \Rightarrow ka = x_{\nu n} \Rightarrow J_{\nu}(x_{\nu n} \rho / a)$$

y $k = \frac{x_{\nu n}}{a}$ si $0 \leq \rho \leq a$ y si está acotado en ρ entonces es discreto y se suma $\sum_{n=1}^{\infty} y_{\nu} \rightarrow m \in \mathbb{Z}$ si $0 \leq \phi \leq 2\pi$ y si no está acotado en ρ entonces usamos

$$\int_0^{\infty} dk$$

y la completitud

$$\int_0^{\infty} x J_{\nu}(kx) J_{\nu}(k'x) dx = \frac{1}{k} \delta(k - k')$$

y k en general será función de $n \in \mathbb{N}$ por condición periódica en tapas (en \hat{z}) o en cilindros (en $\hat{\rho}$).

$$\phi(\rho, \phi, z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [A_{\nu k} \begin{Bmatrix} J_{\nu}(k\rho) \\ I_{\nu}(k\rho) \end{Bmatrix} + B_{\nu k} \begin{Bmatrix} N_{\nu}(k\rho) \\ K_{\nu}(k\rho) \end{Bmatrix}] [C_k \begin{Bmatrix} e^{\pm kz} \\ e^{\pm ikz} \end{Bmatrix} || D_{k\nu} e^{\pm i\nu\phi}]$$

donde $k = k(n)$ y usamos $\sin(kz) + \cos(kz)$ si hay discretización.

Expansión en un campo multipolar

4.1 Desarrollo dipolar del campo magnético

El potencial vector de un dipolo es

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{v} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} = \mathbf{m} \times \nabla \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \int_{V'} \mathcal{M}(\mathbf{x}') \times \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) dV'$$

Es el potencial vector de una distribución de momento dipolar magnético con densidad $\mathbf{M}(\mathbf{x}')$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \int_{V'} \frac{\nabla \times \mathbf{M}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' + \int_{S'} \frac{\mathbf{M} \times \hat{n}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dS'$$

y se pueden pensar como corrientes \mathbf{J}_M y \mathbf{g}_M ,

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\mathbf{J}_M}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' + \frac{1}{c} \int_{S'} \frac{\mathbf{g}_M}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dS'$$

4.2 Medios materiales

- Dieléctricos

- Medios magnéticos $\left\{ \begin{array}{l} \text{imán inducido} \\ \text{imán permanente} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \text{paramagnético} \\ \text{diamagnético} \\ \text{ferromagnético} \end{array} \right.$

- Conductor $\begin{cases} \text{perfecto} \\ \text{buen conductor} \\ \text{mal conductor} \end{cases}$

Podemos hacer una suerte de tabla comparativa entre eléctrico y magnético (pero lo armaremos después con minipage)

Polarización

$$\mathbf{P} = \frac{\delta \mathbf{p}}{\delta V}$$

que es el Momento dipolar eléctrico por unidad de volumen. Luego el potencial es

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_S \frac{\mathbf{P}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d\mathbf{S}' - \int_V \frac{\nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'$$

$$\mathbf{P} \cdot \hat{n} = \sigma_P \quad \Rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{P} = -\rho_0$$

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho = 4\phi(\rho_L + \rho_P) \end{cases}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} - 4\phi\rho_P = 4\phi\rho_L$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} + 4\pi\nabla \cdot \mathbf{P} = \nabla \cdot (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P})$$

de modo que

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho_L$$

y por la linealidad

$$\mathbf{P} = \xi_e \mathbf{E} \quad \text{MLIH}$$

$$\mathbf{D} = (1 + 4\pi\xi_e)\mathbf{E}$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

donde ξ_e es la susceptibilidad eléctrica y ϵ es la permitividad eléctrica. Los contornos entre medios se resuelven según

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \hat{n} = 4\pi\sigma_L \quad (\mathbf{P}_2 - \mathbf{P}_1) \cdot \hat{n} = -\sigma_L$$

Para la Magnetización,

$$\mathbf{M} = \frac{\delta \mathbf{m}}{\delta V}$$

que es el Momento dipolar magnético por unidad de volumen. Luego el potencial es

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{1}{c} \int_S \frac{\mathbf{M} \times \hat{n}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d\mathbf{S}' - \frac{1}{c} \int_V \frac{c(\nabla \times \mathbf{M})}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'$$

$$\nabla \times \mathbf{M} = \frac{1}{c} \mathbf{J}_M \quad \mathbf{M} \times \hat{n} = \frac{1}{c} \mathbf{g}_m$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{J}_L + \mathbf{J}_M)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \nabla \times \mathbf{M} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_L$$

$$\nabla \times (\mathbf{B} - 4\pi \mathbf{M}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_L$$

de modo que

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{M} \quad \nabla \cdot \mathbf{M} = \frac{1}{c} \mathbf{J}_M$$

y por la linealidad

$$\mathbf{M} = \xi_M \mathbf{H} \quad \text{MLIH}$$

$$\mathbf{B} = (1 + 4\pi \xi_M) \mathbf{H}$$

$$\mathbf{B} = \epsilon \mathbf{H}$$

donde ξ_M es la susceptibilidad magnética y μ es la permeabilidad magnética. Los contornos entre medios se resuelven según

$$\hat{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{g}_L \quad (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \hat{n} = 0$$

Imán permanente

Hay magnetización \mathbf{M} aún en ausencia de campo. No es un medio lineal de modo que

$$\mathbf{M} \neq \xi_M \mathbf{H} \Rightarrow \mathbf{B} \neq \mu \mathbf{H}$$

La relación entre \mathbf{B}, \mathbf{H} depende de la historia del medio.

$$\frac{1}{c} \mathbf{J}_M = \nabla \times \mathbf{M}$$

si $\mathbf{J}_L = 0$ entonces

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0 \quad \Rightarrow \mathbf{H} = -\nabla \phi_m$$

que es un potencial escalar magnético.

$$\nabla \cdot (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}) = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -4\pi \nabla \cdot \mathbf{M}$$

$$-\nabla^2 \phi_m = -4\pi \nabla \cdot \mathbf{M}$$

$$\begin{aligned}\nabla^2 \phi_m &= -4\pi\rho_m \\ \nabla \cdot \mathbf{M} &\equiv -\rho_m & \mathbf{M} \cdot \hat{n} &\equiv \sigma_m \\ \phi_m &= \frac{1}{c} \int_{S'} \frac{\mathbf{M}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \cdot d\mathbf{S}' - \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\nabla \cdot \mathbf{M}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' \\ \mathbf{A}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{c} \int_S \frac{\mathbf{M} \times \hat{n}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d\mathbf{S}' - \frac{1}{c} \int_V \frac{c(\nabla \times \mathbf{M})}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'\end{aligned}$$

Estas dos soluciones son equivalentes.

$$\phi_m = \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\rho_L}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' + \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\mathbf{P} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dV'$$

pero el integrando del segundo término se puede reescribir como

$$-\mathbf{P} \cdot \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right)$$

de manera que

$$\begin{aligned}\phi_m &= \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\rho_L}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' - \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{\nabla \cdot \mathbf{P}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV' \\ \phi_m &= \frac{1}{c} \int_{V'} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} (\rho - \nabla \cdot \mathbf{P}) dV'\end{aligned}$$

se puede asociar

$$\nabla \cdot \mathbf{P} = \rho_P.$$

$$\begin{aligned}\mathbf{A}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{c} \int_V \left[\frac{\mathbf{J}_L(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + \frac{c\mathbf{M} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} \right] dV' \\ \mathbf{A}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{c} \int_V \left[\frac{\mathbf{J}_L(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + \frac{c\nabla \cdot \mathbf{M}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right] dV' \\ \mathbf{A}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{c} \int_V \frac{\mathbf{J}_L(\mathbf{x}') + \mathbf{J}_M(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV'\end{aligned}$$

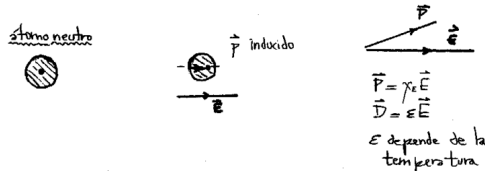


Figura 2.1

4.3 Polarización y magnetización

Suelen \mathbf{P}, \mathbf{M} depender de los campos externos, es decir $\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E})$ y $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{H})$.

$$\mathbf{M} \approx M_{0i} + \left. \frac{\partial M_i}{\partial H_j} \right|_{H=0} H_j$$

$$\mathbf{P} \approx P_{0i} + \left. \frac{\partial P_i}{\partial E_j} \right|_{E=0} E_j$$

y como en general vale que $\mathbf{M}_0 = 0, \mathbf{P}_0 = 0$ se da que

$$\mathbf{M} = \sum_i \sum_j \left(\left. \frac{\partial M_i}{\partial H_j} \right|_{H=0} H_j \right)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \frac{\partial M_x}{\partial H_x} & \frac{\partial M_x}{\partial H_y} & \frac{\partial M_x}{\partial H_z} \\ \frac{\partial M_y}{\partial H_x} & \frac{\partial M_y}{\partial H_y} & \frac{\partial M_y}{\partial H_z} \\ \frac{\partial M_z}{\partial H_x} & \frac{\partial M_z}{\partial H_y} & \frac{\partial M_z}{\partial H_z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix}$$

y ahí vemos que es un tensor,

$$\mathbf{M} = \vec{\xi}_M \mathbf{H} \quad \mathbf{P} = \vec{\xi}_e \mathbf{E}.$$

Algún detalle de contornos magnéticos

Sea

$$\mathbf{g}_L = 0$$

entonces

$$\hat{n} \times \mathbf{H}_1 = \hat{n} \times \mathbf{H}_2$$

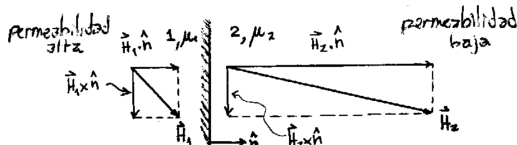


Figura 3.2

$$\mathbf{B}_1 \cdot \hat{n} = \mathbf{B}_2 \cdot \hat{n} \quad \mu_1 \mathbf{H}_1 \cdot \hat{n} = \mu_2 \mathbf{H}_2 \cdot \hat{n}$$

$$H_2 = \frac{\mu_1}{\mu_2} H_1 \quad \text{si } \mu_1 \gg \mu_2 \Rightarrow H_2 \gg H_1$$

En el límite $\mathbf{H}_2 \perp$ superficie del medio y es similar al \mathbf{E} a la salida de un conductor; las superficies de materiales de permeabilidad muy alta son aproximadamente *equipotenciales*.

Para medio anisótropo

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j \quad \text{es decir} \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

Consideraciones en medios magnéticos

Fuera de un imán permanente

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_T$$

y entonces parecería que podemos definir un

$$\mathbf{B} = -\nabla \phi_m^B,$$

pero fallará en la superficie de separación donde hay \mathbf{J}_m y por ende \mathbf{J}_T . Lo que sí funciona es

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_L$$

que vale dentro y fuera del imán.

Entonces

$$\mathbf{H} = -\nabla \phi_m^H,$$

y

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot (\nabla \phi_m^H) = -4\pi \nabla \cdot \mathbf{M} = 4\pi \rho_M$$

$$-\nabla^2 \phi_m^H = 4\pi \rho_M$$

una ecuación de Poisson para el potencial ϕ_m^H .

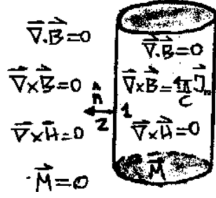


Figura 3.3

$$\begin{aligned}
 (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \hat{n} &= 0 \\
 (-\nabla \phi_H^2 + \nabla \phi_H^1 - 4\pi \mathbf{M}) \cdot \hat{n} &= 0 \\
 (-\nabla \phi_H^2 + \nabla \phi_H^1) \cdot \hat{n} &= 4\pi \mathbf{M} \cdot \hat{n} = 4\pi \sigma_M
 \end{aligned}$$

4.4 Consideraciones energéticas

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F} &= q\mathbf{E} = q(-\nabla\phi) = -\nabla U \\
 \Delta U = W &= \int_{\Gamma} \mathbf{F} \cdot d\ell \rightarrow \Delta U = - \int_{\Gamma} \nabla(q\phi) \cdot d\ell = -q\Delta\phi \\
 \delta U &= \mathbf{F} \cdot \delta \mathbf{x} \qquad \frac{\delta U}{\delta x} = F_t
 \end{aligned}$$

donde el subíndice es por tangencial.

$$\begin{aligned}
 W_2 &= q_2 \frac{q_1}{r_{12}} = \frac{1}{2} \left(q_1 \frac{q_2}{r_{12}} + q_2 \frac{q_1}{r_{21}} \right) \\
 W_3 &= q_2 \frac{q_1}{r_{12}} + q_3 \frac{q_1}{r_{13}} + q_2 \frac{q_3}{r_{23}} \\
 W_3 &= \frac{1}{2} \left(q_1 \frac{q_2}{r_{12}} + q_1 \frac{q_3}{r_{13}} + q_2 \frac{q_1}{r_{21}} + q_2 \frac{q_3}{r_{23}} + q_3 \frac{q_1}{r_{31}} + q_3 \frac{q_2}{r_{32}} \right) \\
 W_N &= \sum_{i \neq j}^N \frac{1}{2} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} = \sum_{i,j}^N \frac{1}{2} q_i \phi_{ij} [1 - \delta_{ij}]
 \end{aligned}$$

siendo ϕ_{ij} el potencial sobre q_i debido a q_j .

$$W_N = \sum_i^N \frac{1}{2} q_i \phi_i$$

es el potencial de todas las cargas producido en la posición de q_i .

$$W = \frac{1}{2} \int_V \rho(\mathbf{x}) \phi(\mathbf{x}) dV$$

Supongamos ahora la presencia de un medio material

$$\delta W = \frac{1}{2} \rho \delta V \phi$$

$$\delta W = \frac{1}{2} \frac{\nabla \cdot (\delta \mathbf{D})}{4\pi} \delta V \phi$$

$$\nabla \cdot (\delta \mathbf{D} \phi) = \delta \mathbf{D} \cdot \nabla \phi + \phi \nabla \cdot \delta \mathbf{D}$$

$$\delta W = \frac{1}{8\pi} \delta V [\nabla \cdot (\delta \mathbf{D} \phi) - \delta \mathbf{D} \cdot \nabla \phi]$$

$$W = \frac{1}{8\pi} \left(\int_V \nabla \cdot (\mathbf{D} \phi) dV + \int_V \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} dV \right)$$

pero la primera integral se pasa a una de superficie según

$$\int_S \mathbf{D} \phi dS$$

y si la misma es muy grande tiende a cero. Entonces quedamos en que

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} dV$$

que es el trabajo necesario para formar una configuración en presencia de medios materiales. Vale para medios lineales, sin imponer isotroía u homogeneidad.

Este cálculo es a temperatura constante, el medio material no altera su ϵ . Es un proceso isotérmico. Uno asume que $\epsilon = \epsilon(\mathbf{x})$ y no varía con el tiempo. En la práctica ϵ varía con la temperatura.

4.5 Interpretación termodinámica de U

El incremento de energía a T constante

$$\delta W = U = \frac{1}{8\pi} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \frac{1}{8\pi} \epsilon_{ij} E_i E_j \quad \text{con } \epsilon_{ij} = \epsilon_{ji} \text{ tensor simétrico} \quad (5.1)$$

Pero ϵ es función de T la temperatura y entonces no podemos decir que

$$dU = dW$$

valga en general, pues también hay variación del calor (a no ser que sea un proceso isotérmico) de modo que la energía que representa (5.1) es la energía libre de Helmholtz a T constante.

$$dU = dQ - dW \quad F = U - TS$$

$$dF = dU - TdS - SdT$$

pero al ser la última cero, resulta

$$dF|_T = dU - T.dS = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} dV$$

$$dF = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} dV - SdT$$

de modo que como el primer término es $\partial F / \partial D|_T$ resulta que

$$S = - \left. \frac{\partial F}{\partial T} \right|_D$$

Si es un medio isótropom entonces $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ y entonces

$$F = \frac{1}{8\pi} \int_V \frac{1}{\epsilon} \mathbf{D} \cdot \mathbf{D} dV$$

entonces

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial F}{\partial T} \right|_D &= \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{D} \cdot \mathbf{D} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\epsilon} \right) dV \\ &= -\frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{D} \cdot \mathbf{D} \frac{1}{\epsilon^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} dV = -\frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} dV = S \end{aligned}$$

luego

$$U = F + TS = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{D} \cdot \mathbf{D} \frac{1}{\epsilon} dV + \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} dV$$

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_V \frac{1}{\epsilon} \left[\mathbf{D} \cdot \left(\mathbf{D} + \mathbf{E} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} T \right) \right] dV = \frac{1}{8\pi} \int_V \frac{1}{\epsilon} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} \left[\epsilon + T \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right] dV$$

y finalmente para medios lineales e isótropos

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_V \frac{1}{\epsilon} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} \frac{\partial T \epsilon}{\partial T} dV$$

y la segunda ley de la termodinámica es

$$\delta Q = T.dS = \frac{1}{4\pi} \int_V \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} \frac{T}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial T} dV$$

con $\epsilon > 0, T > 0, \partial \epsilon / \partial T < 0$ si el ϵ decrece con T el cuerpo se enfría $\delta Q < 0$.

4.6 Teorema de Thomson



Figura 6.4

$$\delta W = \int_V \phi \delta \rho dV$$

las cargas en un conductor se redistribuirán hasta que F alcance su valor mínimo.

$$\delta W = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} dV = \frac{1}{8\pi} \int_V (-\nabla \phi \cdot \delta \mathbf{D} dV) =$$

$$\delta W = \frac{1}{8\pi} \int_V [\phi \nabla \cdot \delta \mathbf{D} - \nabla \cdot \delta(\mathbf{D} \phi)] dV$$

$$\delta W = \frac{1}{8\pi} \sum_i^N \int_V \phi_i 4\pi \delta p_i dV - \frac{1}{8\pi} \int_{\partial V} \mathbf{D} \phi \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{2} \sum_i^N \phi_i \int_V \delta \rho_i dV = 0$$

y la integral de superficie la podemos dejar desvanecerse. Se suma sobre cada conductor que se halla a ϕ constante ϕ_i . La carga total en cada conductor no varía porque están aislados y por estar en equilibrio $\delta \rho_i = 0 \forall i$.

Un sistema de interacciones electrostáticas nunca pueden llegar a un equilibrio estable. El ϕ no tiene mínimo ni máximo en el interior de una región.

Sea una región donde

$$\nabla \phi|_s < 0 \Rightarrow \int_S \nabla \phi \cdot d\mathbf{S} < 0 \Rightarrow$$

$$\int_V \nabla \cdot (\nabla \phi) dV = \int_V \nabla^2 \phi dV = 0$$

entonces no vale lo que supusiéramos.

4.7 Esfera con magnetización uniforme

$$\mathbf{M} = M_0 \hat{z} \quad \nabla \cdot \mathbf{M} = 0 = \nabla \times \mathbf{M}$$

usando el ϕ_m se llega a

$$\mathbf{H}_I = -\frac{4\pi}{3}\mathbf{M} \quad \mathbf{B}_I = \frac{8\pi}{3}\mathbf{M}$$

donde I es por interior de esfera y afuera el ϕ_m es el de un dipolo con

$$\mathbf{m} = \frac{4\pi}{3}a^3\mathbf{M}$$

y esto vale no solo para grandes distancias sino incluso hasta la superficie (no hay multipolos subsiguientes).

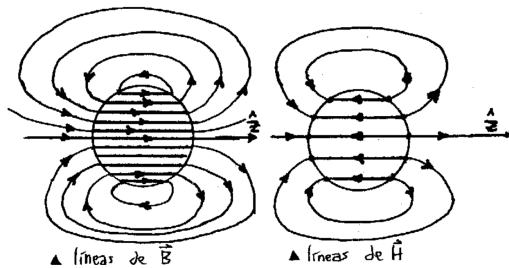


Figura 7.5

En las figuras vemos las líneas de \mathbf{B} que son continuas, no nacen ni mueren, pero las de \mathbf{H} nacen y mueren en la superficie, por la $\sigma_M = \mathbf{M} \cdot \hat{n}$. \mathbf{H} es menos intenso que \mathbf{B} pues

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}$$

de manera que en el interior \mathbf{H} y \mathbf{B} tienen sentidos opuestos.

4.8 Histéresis

Los campos fundamentales son \mathbf{E} , \mathbf{B} , en realidad \mathbf{D} , \mathbf{H} se introducen para tener en cuenta en promedio los efectos de ρ , \mathbf{J} de las cargas y corrientes atómicas.

Para medios magnéticos (diamagnéticos o paramagnéticos) hay relación lineal

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

pero para ferromagnéticos es $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ con f no lineal. Se verifica un fenómeno de histéresis; \mathbf{B} es una función multivaluada de \mathbf{H} y f depende de la historia del material.

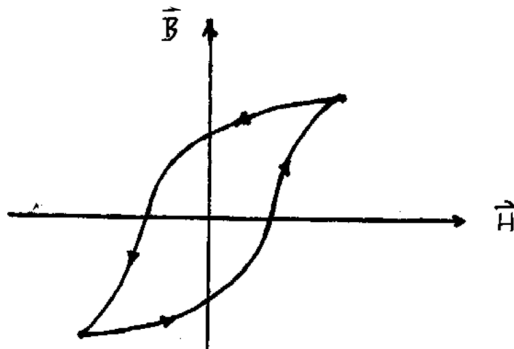


Figura 8.6

\mathbf{H} se conoce como campo desmagnetizante.

4.9 Esfera ferromagnética en campo externo

Si sumergimos la esfera en un \mathbf{B}_0 uniforme tendremos

$$\mathbf{H}_I = \mathbf{B}_0 - \frac{4\pi}{3} \mathbf{M} \quad \mathbf{B}_I = \mathbf{B}_0 + \frac{8\pi}{3} \mathbf{M}$$

y podemos eliminar \mathbf{M} de manera que

$$2\mathbf{H}_I + \mathbf{B}_I = 3\mathbf{B}_0$$

Vemos en la figura en P el punto de trabajo del imán esférico. Subimos \mathbf{B}_0 hasta saturar la esfera y luego cuando $\mathbf{B}_0 = 0$ nos hallamos en P. Hemos recorrido el camino ABP.

Usando la curva de histéresis relacionamos \mathbf{B}_I , \mathbf{H}_I y entonces

$$\mathbf{B}_I = 3\mathbf{B}_0 - 2\mathbf{H}_I.$$

Un imán es tanto más estable cuando \mathbf{H}_I es pequeño; en el caso de $\mathbf{M} \parallel$ superficie, por ejemplo.

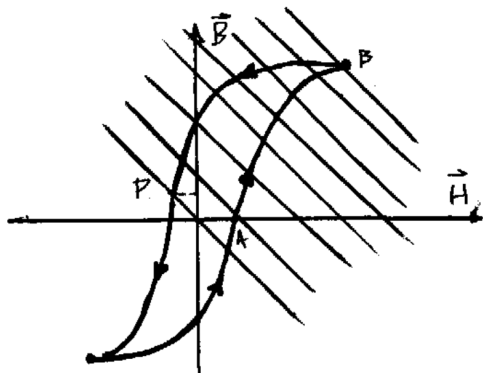


Figura 9.7

Fenómenos dependientes del tiempo

5.1 Ley de Faraday e inducción

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left(\int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \right)$$

siendo $S = \partial\Gamma$ y donde

$$\mathcal{E} \equiv \int_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\ell$$

siendo \mathbf{E} un campo irrotacional medido en el frame donde Γ está en reposo. El signo menos es la ley de lenz, la FEM se opone el cambio de flujo.

Pero la variación de flujo puede deberse a variación de \mathbf{B} o a deformación del circuito.

$$\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} + \int_{\Gamma} \mathbf{B} \times \mathbf{V} \cdot d\ell$$

y entonces

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} \mathbf{E}' \cdot d\ell &= -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} + \frac{1}{c} \int_{\Gamma} \mathbf{B} \times \mathbf{V} \cdot d\ell \\ \int_{\Gamma} [\mathbf{E}' - \mathbf{B} \times \mathbf{V}] \cdot d\ell &= -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \end{aligned}$$

y si $\mathbf{E} = \mathbf{E}' - \mathbf{B} \times \mathbf{V}$ es el campo medido en el laboratorio se llega a la ley de Faraday,

$$\int_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\ell = -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

y usando el teorema de Stokes a su forma diferencial

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

siendo este campo \mathbf{E} claramente no conservativo.

5.1.1 Corrección a las ecuaciones

Entonces resultan las siguientes cuatro ecuaciones

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad \nabla \times \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

que son las leyes de Coulomb y Faraday en forma diferencial. Asimismo

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

que es la no existencia de monopolos magnéticos y la ley de Ampere. En el último caso con $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ que es para corrientes estacionarias.

Justamente por ello la ecuación relacionada con la ley de Ampere está incompleta así puesto que se dedujo para corrientes estacionarias. Maxwell introduce la continuidad aproximadamente en 1865. Entonces, como

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

se sigue que

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\nabla \cdot \mathbf{D}}{4\pi} = \nabla \cdot \left[\mathbf{J} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right]$$

que es posible pensar como una nueva densidad de corriente \mathbf{J} . Entonces la ley de Ampere completa es:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

siendo $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ la llamada corriente de desplazamiento. Las cuatro ecuaciones están ahora completas y constituyen las *ecuaciones de Maxwell*.

5.1.2 Potenciales

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad \nabla \times \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} \quad (1.2)$$

Dado que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ al igual que en magnetostática, podemos derivar \mathbf{B} del potencial vector \mathbf{A} , pero \mathbf{E} no tiene rotor nulo, entonces no existe ϕ potencial escalar.

Tomando

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c} \nabla \times \mathbf{A} \right) = \nabla \times \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right] = 0$$

podemos pensar en un potencial general Φ tal que

$$-\nabla \Phi = \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

o bien

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

donde por supuesto Φ no tiene significado de trabajo como sí lo tenía el potencial electrostático.

Podemos expresar las ecuaciones (1.1) y (1.2) con \mathbf{A} , Φ ,

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho \rightarrow \text{Nabla} \cdot \left(-\nabla \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 4\pi\rho$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \rightarrow \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

de manera que resultan dos ecuaciones para los potenciales, pero acopladas

$$\nabla^2 \Phi + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} = -4\pi\rho$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

5.1.3 Cambio de Gauge

Podemos desacoplarlas utilizando la arbitrariedad de los potenciales

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B} \quad -\nabla \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{E} \quad (1.3)$$

si le sumamos una función al potencial vector,

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla \Lambda,$$

se da que

$$\nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{A}'$$

pero

$$-\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial \nabla\Lambda}{\partial t} = \mathbf{E}$$

lo cual vale si y sólo si

$$-\nabla \left(\Phi + \frac{1}{c} \frac{\partial \Lambda}{\partial t} \right) - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{E}$$

de manera que requiero

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \Lambda}{\partial t}$$

y estas dos ecuaciones fijan la transformación de gauge. Como con \mathbf{A}' , Φ' siguen valiendo las (1.3), requiero que

$$\nabla \cdot \mathbf{A}' + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi'}{\partial t} = 0 = \nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \nabla^2 \Lambda - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Lambda}{\partial t^2}$$

entonces

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = - \left(\nabla^2 \Lambda - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Lambda}{\partial t^2} \right)$$

y si usamos los nuevos potenciales, ahora sin apóstrofes para no confundir con notación redundante,

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \rho$$

ambos potenciales satisfacen sendas ecuaciones de onda. El *gauge de Lorentz* o “condición de Lorentz” es

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0.$$

Podemos imponer también

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

el gauge de Coulomb y entonces

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi\rho$$

vemos que el potencial ϕ cumple la ecuación de Poisson. El campo se describirá como el estacionario (electrostático) entonces

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$$

y entonces

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$$

siendo cada uno de los términos nulos por sí mismo. Los resultados físicos deben ser independientes del gauge.

5.2 Conservación de la energía (teorema de Poynting)

Sea una región con volumen fijo. Existen \mathbf{E} , \mathbf{B} solamente que varían con el tiempo. Pareciera que la energía debiera conservarse.

$$\mathbf{F} = q \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right)$$

entonces

$$\delta W = \mathbf{F} \cdot d\ell = q \mathbf{E} \cdot d\ell$$

dado que \mathbf{B} no hace trabajo por ser perpendicular la fuerza la velocidad.

$$\delta U = q \mathbf{E} \cdot d\ell$$

para una carga q es

$$\frac{dU}{dt} = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}$$

y para una distribución de cargas,

$$\frac{dU}{dt} = \int_V \rho \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dV = \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV$$

que no es otra cosa que la potencia entregada por los campos \mathbf{E} , \mathbf{B} dentro del volumen V . Es una conversión de energía electromagnética en energía mecánica o térmica.

$$\int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV = \int_V \left[\frac{c}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{E} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot \mathbf{E} \right] dV$$

Si usamos la identidad

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}),$$

podemos escribir

$$\begin{aligned} &= \int_V \frac{c}{4\pi} \left([\mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})] - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot \mathbf{E} \right) dV \\ &= -\frac{1}{4\pi} \int_V \left[\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot \mathbf{E} \right] dV - \int_V \frac{c}{4\pi} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV \\ &= -\frac{1}{8\pi} \frac{d}{dt} \int_V [\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}] dV - \frac{c}{4\pi} \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\mathbf{S} \end{aligned}$$

siendo $S \equiv \partial V$. Si denominamos ahora

$$\mathbf{S} \equiv \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \quad \text{vector de Poynting}$$

$$U = \frac{1}{8\pi} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}) \quad \text{Densidad de energía EM}$$

resulta que

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -\frac{\partial U}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{S}$$

entonces la conservación de la energía por unidad de volumen es

$$-\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S}$$

e integrada

$$\int_V \frac{\partial U}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot \mathbf{S} dV = - \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV = - \int_S \mathbf{S} \cdot d\mathbf{S}$$

donde se ha aplicado el teorema de Gauss en el miembro derecho. Así

$$\int_V \frac{\partial U}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot \mathbf{S} dV = - \int_S \mathbf{S} \cdot d\mathbf{S}$$

siendo el primer término del LHS la variación de la energía total, el segundo la potencia entregada por los campos sobre las fuentes y el RHS el flujo de energía a través de la región transportado por el vector de Poynting. Notemos que $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ es el trabajo hecho por unidad de tiempo y por volumen por los campos. Localmente la conservación de la energía es

$$\frac{dU_{cam}}{dt} + \frac{dU_{mec}}{dt} = - \int_S \mathbf{S} \cdot d\mathbf{S}.$$

\mathbf{S} y U no están relacionados linealmente con \mathbf{E} y \mathbf{H} .

5.2.1 Conservación del momento

En el discreto se tiene

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{P}}{dt} = q\mathbf{E} + q\frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

y pasando al continuo

$$\frac{d\mathbf{P}_M}{dt} = \int_V \left[\rho\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{J} \times \mathbf{B} \right] dv$$

$$\frac{d\mathbf{P}_M}{dt} = \int_V \left[\frac{1}{4\pi}(\nabla \cdot \mathbf{D})\mathbf{E} + \frac{1}{c} \left(\frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{4\pi} \frac{d\mathbf{D}}{dt} \right) \times \mathbf{B} \right] dv$$

$$\frac{d\mathbf{P}_M}{dt} = \int_V \left[\frac{1}{4\pi}(\nabla \cdot \mathbf{D})\mathbf{E} + \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{H} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{4\pi c} \frac{d\mathbf{D}}{dt} \times \mathbf{B} \right] dv$$

Ahora, usando las siguientes cuentas auxiliares

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D} \times \mathbf{B}) = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \times \mathbf{B} + \mathbf{D} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\epsilon\mu \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \epsilon\mu \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \times \mathbf{B} + \epsilon\mu \mathbf{D} \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

y ahora volviendo

$$\frac{d\mathbf{P}_M}{dt} = \frac{1}{4\pi} \int_V \left[(\nabla \cdot \mathbf{D})\mathbf{E} + (\nabla \times \mathbf{H} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{c}\epsilon\mu \left(\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) - \mathbf{E} \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) \right] dv$$

haciendo un pase de miembros y expresando \mathbf{H} en términos de \mathbf{E} es

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{P}_M}{dt} + \frac{\epsilon\mu}{4\pi c} \int_V \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV = \\ \frac{1}{4\pi} \int_V [(\nabla \cdot \mathbf{D})\mathbf{E} - \epsilon\mathbf{E} \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \nabla \times \mathbf{H} \times \mathbf{B} + \mathbf{H}(\nabla \cdot \mathbf{B})] dV \end{aligned}$$

donde el último término en el integrando del RHS es cero y se lo puedo sumar por ello. Prosiguiendo

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{P}_M}{dt} + \frac{\epsilon\mu}{4\pi c} \frac{d}{dt} \int_V (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV = \\ \frac{1}{4\pi} \int_V [(\nabla \cdot \mathbf{D})\mathbf{E} - \mathbf{D} \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mathbf{H}(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{B}(\nabla \times \mathbf{H})] dV \end{aligned}$$

y con algunas identidades más

$$= \frac{1}{4\pi} \int_V \nabla \left(\left[\mathbf{D}\mathbf{E} - \frac{1}{2}\mathbb{1}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}) \right] + \left[\mathbf{H}\mathbf{B} - \frac{1}{2}\mathbb{1}(\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) \right] \right) dV$$

donde los primeros términos dentro de cada corchete son productos tensoriales (su resultado no es un número sino un tensor).

Hemos encontrado que se puede definir la conservación como flujo de un tensor de segundo rango,

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[\epsilon E_i E_k + \mu H_i H_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} (\epsilon E^2 + \mu H^2) \right]$$

que es el tensor de esfuerzos de Maxwell.

Entonces

$$\int_V (\rho \mathbf{E} + \frac{1}{c}(\mathbf{J} \times \mathbf{B})) dV + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{4\pi c} \int_V (\mathbf{D} \times \mathbf{B}) dV \right) = \int_S \mathbf{T} \cdot d\mathbf{S}$$

con la normal saliente. Luego, localmente la conservación del momento lineal es

$$\frac{d\mathbf{P}_{mec}}{dt} + \frac{d\mathbf{P}_{cam}}{dt} = \int_S \mathbf{T} \cdot d\mathbf{S}$$

donde el RHS es la fuerza por unidad de área a través de S que actúa sobre las partículas y los campos dentro de V . Definiendo

$$\frac{1}{c^2} \mathbf{S} = \mathbf{g} = \frac{1}{4\pi c} (\mathbf{D} \times \mathbf{B})$$

se tiene que \mathbf{g} es una densidad de flujo de momento y también puede expresarse

$$\mathbf{g} = \frac{\epsilon\mu}{4\pi c} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}).$$

Observemos que el tensor de Maxwell es un tensor cartesiano.

5.3 Tensor de Maxwell

El tensor \mathbf{T} será diagonal si una de las direcciones es paralela al campo. Con el \mathbf{T} puede calcularse la fuerza que hacen los campos \mathbf{E} , \mathbf{B} sobre una cierta distribución de cargas y corrientes, con tal de evaluar su flujo en alguna superficie que las contenga (como se ve en la figura) y con tal de que

$$\frac{d}{dt} \left(\int_V \mathbf{g} dV \right) = 0 \quad \mathbf{g} = \frac{1}{4\pi c} (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$$

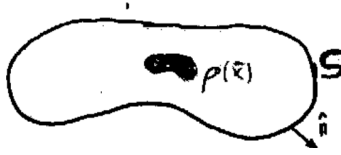


Figura 3.1

puesto que en ese caso será

$$\mathbf{F} = \int_S \mathbf{T} \cdot d\mathbf{S}.$$

En este caso se suele definir el concepto de presión de radiación

$$\mathbf{R}_{rad} \equiv \frac{d\mathbf{F}}{dS} T \cdot \hat{n}.$$

T es un tensor con autovalores reales; coincidiendo sus autovectores con la dirección del campo. Es independiente del sentido del campo, depende del valor absoluto de los mismos.

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[\epsilon E_i E_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} \epsilon E^2 \right]$$

es el tensor eléctrico y

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[\mu H_i H_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} \mu H^2 \right]$$

el tensor magnético.

5.3.1 Ejemplos del tensor de Maxwell

Respecto de la figura, donde vemos que el campo penetra en el recinto y la tensión es hacia adentro, escribimos

$$d\mathbf{S} = -dS \hat{y} \quad \mathbf{F}_{\text{sobre } -q} = -F \hat{y}$$

$$T|_S = \begin{pmatrix} -E_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & E_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & -E_y^2 \end{pmatrix}$$

la fuerza atractiva hacia afuera del recinto.

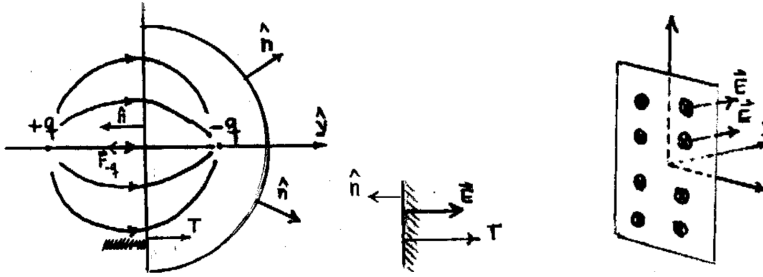


Figura 3.2

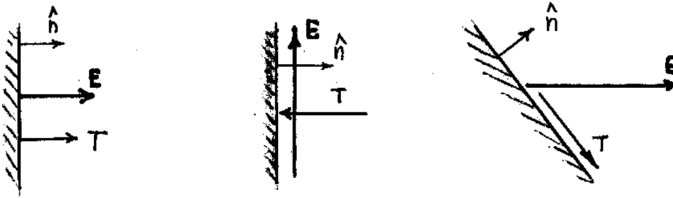


Figura 3.3

En este otro caso, el campo sale del recinto y la tensión es hacia afuera pues la \hat{n} ha cambiado de sentido.

$$T \cdot dS \propto \hat{y} \quad \mathbf{F}_{\text{sobre } +q} = F\hat{y}$$

es una fuerza atractiva hacia afuera del recinto.

Aquí abajo el campo es tangencial al recinto, la tensión penetra en él.

Se llega al concepto de T cuando pensamos en campos para justificar las interacciones. Para medios materiales se tendrán consecuentemente los siguientes tensores eléctrico y magnético, respectivamente,

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[E_i D_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} (1 - b_e) \right]$$

$$T_{ik} = \frac{1}{4\pi} \left[H_i B_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} (1 - b_m) \right]$$

Cuando T está diagonalizado la traza no es nula. Cuando se diagonaliza, ahciendo

$$|T - \lambda \mathbb{1}| = 0$$

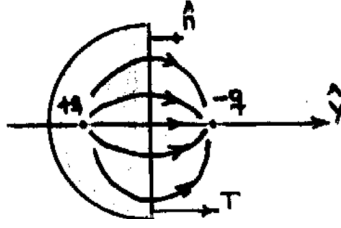


Figura 3.4

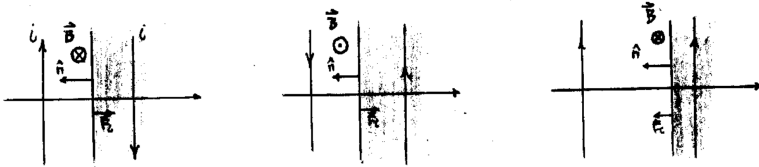


Figura 3.5

se tienen $\lambda_1 = E^2/8\pi$ y $\lambda_{2,3} = -E^2/8\pi$, donde el autovector de λ_1 corresponde a la dirección de \mathbf{E} y $\lambda_{2,3}$ a las direcciones perpendiculares.

$$d\mathbf{F}|_{\parallel} = T \cdot d\mathbf{S}|_{\parallel} \rightarrow \frac{E^2}{8\pi} dS|_{\parallel}$$

el campo eléctrico transmite una tensión $E^2/8\pi$ paralela a la dirección del campo. El tensor diagonalizado es

$$T = \frac{1}{4\pi} \begin{pmatrix} E^2/2 & 0 & 0 \\ 0 & -E^2/2 & 0 \\ 0 & 0 & -E^2/2 \end{pmatrix}$$

5.4 Método cuasiestacionario

Se aproximan campos y fuentes con frecuencias bajas, es decir cuando $\omega \approx 0$. Observemos que se desarrollará la parte espacial pero la temporal quedará como está. Se considera

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \vec{\mathbb{E}} e^{i\omega/c \hat{n} \cdot \mathbf{x}} e^{-i\omega t}$$

y se desarrollará la parte espacial en torno a $\omega = 0$. Comencemos el show,

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \vec{\mathbb{E}} + \omega \frac{i\hat{n} \cdot \mathbf{x}}{c} \vec{\mathbb{E}} + \omega^2 \frac{i^2 (\hat{n} \cdot \mathbf{x})^2}{c^2} \vec{\mathbb{E}}$$

y si le *pegamos* la parte temporal será

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \underbrace{\vec{\mathbb{E}} e^{-i\omega t}}_{\mathbf{E}^{(0)}} + \underbrace{\omega \frac{i\hat{n} \cdot \mathbf{x}}{c} \vec{\mathbb{E}} e^{-i\omega t}}_{\mathbf{E}^{(1)}} + \underbrace{\omega^2 \frac{i^2(\hat{n} \cdot \mathbf{x})^2}{c^2} \vec{\mathbb{E}} e^{-i\omega t}}_{\mathbf{E}^{(2)}}$$

Para el campo \mathbf{B} puede hacerse una descomposición análoga,

$$\begin{aligned} \nabla \times (\mathbf{E}^0 + \mathbf{E}^1 + \mathbf{E}^2) &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{B}^0 + \mathbf{B}^1 + \mathbf{B}^2) \\ 0 + \underbrace{\nabla \times \mathbf{E}^1}_{\propto \omega} + \underbrace{\nabla \times \mathbf{E}^2}_{\propto \omega^2} &= \underbrace{\frac{i\omega}{c} \mathbf{B}^0}_{\propto \omega} + \underbrace{\frac{i\omega}{c} \mathbf{B}^1}_{\propto \omega^2} + \underbrace{\frac{i\omega}{c} \mathbf{B}^2}_{\propto \omega^3} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\frac{1}{c} (-i\omega) \vec{\mathbb{B}} e^{-i\omega t} - \frac{1}{c} \omega (-i\omega) \frac{i\hat{n} \cdot \mathbf{x}}{c} \vec{\mathbb{B}} e^{-i\omega t} - \frac{1}{c} \frac{\omega^2}{2} (-i\omega) \frac{i^2(\hat{n} \cdot \mathbf{x})^2}{c^2} \vec{\mathbb{B}} e^{-i\omega t} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}^{(0)} + \underbrace{\frac{i\omega}{c} \frac{i\omega}{c} \vec{\mathbb{B}} e^{-i\omega t}}_{\mathbf{B}^{(1)}} + \underbrace{\frac{i\omega}{c} \frac{\omega^2}{2} \frac{i^2(\hat{n} \cdot \mathbf{x})^2}{c^2} \vec{\mathbb{B}} e^{-i\omega t}}_{\mathbf{B}^{(2)}} \end{aligned}$$

Esto establece una equivalencia entre órdenes,

$$\nabla \times \mathbf{E}^{(0)} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E}^{(1)} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}^{(0)}}{\partial t}$$

donde el orden cero es el de los campos estáticos.

Consideramos $\omega/c\ell \ll 1$ con ℓ alguna longitud característica del sistema. Esta es la aproximación del sistema para poder usar cuasiestacionario.

En general, en el método cuasiestacionario se alternarán para un mismo campo el valor constante (no necesariamente cero) y alguna función de (\mathbf{x}, t) . Es decir, que si $E_{par} = cte.$ entonces $E_{impar} \neq cte.$ y si $B_{impar} \neq cte.$ entonces $B_{par} = cte.$

Recordemos que la nomenclatura de corrientes en

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

es corriente de conducción y de desplazamiento respectivamente.

Cuando un conductor no es perfecto vale la ley de Ohm,

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad \delta = \frac{c^2}{2\pi\omega\sigma}$$

donde δ es la profundidad pelicular, una longitud de penetración.

Orden cero	Orden uno	Orden dos
$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E}^0 = 4\pi \rho^0$ $\nabla \times \mathbf{E}^{(0)} = 0$ $\nabla \cdot \mathbf{B}^{(0)} = 0$	$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E}^{(1)} = 4\pi \rho^{(1)}$ $\nabla \times \mathbf{E}^{(1)} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}^{(1)}}{\partial t}$ $\nabla \cdot \mathbf{B}^{(1)} = 0$	$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E}^{(2)} = 4\pi \rho^{(2)}$ $\nabla \times \mathbf{E}^0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}^{(2)}}{\partial t}$ $\nabla \cdot \mathbf{B}^{(2)} = 0$
$\nabla \times \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^{(0)} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}^{(0)}$ $\nabla \cdot \mathbf{J}^{(0)} = 0$	$\nabla \times \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^{(1)} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}^{(1)} + \frac{1}{c} \frac{\partial \epsilon \mathbf{E}^{(0)}}{\partial t}$ $\nabla \cdot \mathbf{J}^{(1)} = -\frac{\partial \rho^{(0)}}{\partial t}$	$\nabla \times \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^{(2)} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}^{(2)} + \frac{1}{c} \frac{\partial \epsilon \mathbf{E}^{(1)}}{\partial t}$ $\nabla \cdot \mathbf{J}^{(2)} = -\frac{\partial \rho^{(1)}}{\partial t}$

Capítulo 6

Ondas planas

Lejos de las fuentes de campo las ecuaciones de Maxwell son

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

Podemos derivar con respecto al tiempo en cada ecuación de rotor y reemplazar con la otra de manera que

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} \\ \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}\end{aligned}$$

y esto nos lleva a

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

dos sendas ecuaciones de onda para \mathbf{E} y \mathbf{B} . Pero es sabido que la solución de

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$$

es

$$\psi = A e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} + B e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

de modo que podemos postular como soluciones para nuestras ecuaciones de onda a

$$\mathbf{E} = \vec{\mathbb{E}}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad \mathbf{B} = \vec{\mathbb{B}}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$$

Se tiene además que $\mathbf{k} = k\hat{n}$ da a través de \hat{n} la dirección de propagación de la onda. El número de onda k podrá ser complejo lo cual refleja atenuación. Las características del medio entran a través de

$$k = \sqrt{\mu\epsilon} \frac{\omega}{c}$$

Por su parte $\vec{\mathbb{E}}_0$ y $\vec{\mathbb{B}}_0$ son complejos uniformes y podrán dar desfases.

Al utilizar las ecuaciones de divergencia sobre las soluciones se obtiene que

$$\hat{n} \cdot \vec{\mathbb{E}}_0 = 0 \quad \hat{n} \cdot \vec{\mathbb{B}}_0 = 0$$

de manera que las ondas se propagan perpendicularmente a los campos, por ello las ondas electromagnéticas son transversales.

Utilizando las ecuaciones de rotor se llega a la importante relación

$$\vec{\mathbb{B}}_0 = \sqrt{\mu\epsilon} \hat{n} \times \vec{\mathbb{E}}_0$$

de modo que los vectores $\vec{\mathbb{E}}_0$ y $\vec{\mathbb{B}}_0$ también son perpendiculares. Si el vector $\mathbf{k} \in \mathbb{R}$ entonces $\vec{\mathbb{E}}_0$ y $\vec{\mathbb{B}}_0$ tienen la misma fase.

En el vacío o en un medio LIH los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} estarán en fase. Asimismo

$$\mathbf{S} \parallel \hat{n}$$

pues $\mathbf{S} \propto \mathbf{E} \times \mathbf{H}$.

En un medio anisótropo $\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0$ siendo ϵ un tensor. Allí $\vec{\mathbb{E}}_0 \cdot \hat{n} \neq 0$ salvo que ϵ estee diagonalizado y $\mathbf{E} \parallel$ al eje principal.

Notemos que \mathbf{E} , \mathbf{B} y \hat{n} forman una terna derecha.

Acá hay que hacer las cuentas para demostrar todo esto que acá se dice sin más.

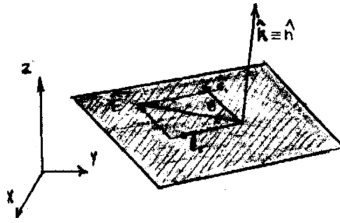


Figura 1.1

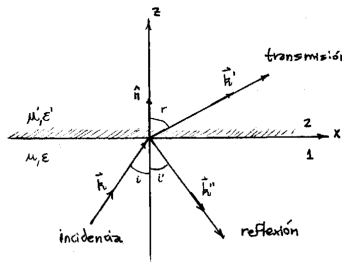


Figura 2.2

6.0.1 Sobre complejos

6.0.2 Poynting promedio y energías promedio

6.1 Polarización de ondas

6.2 Reflexión y refracción de ondas en medios

6.3 Campo electromagnético en un medio conductor

6.4 Transformación de vectores

6.4.1 Intervalos

6.4.2 Transcurso del tiempo en un sistema con V grande



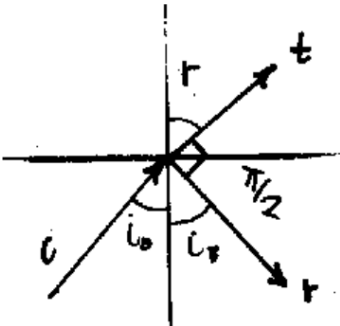


Figura 2.4

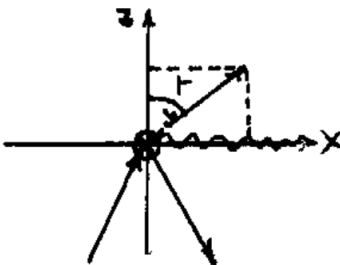


Figura 2.5

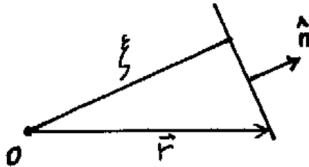


Figura 3.6

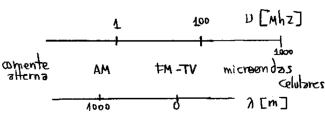


Figura 3.7

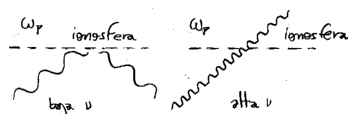


Figura 3.8

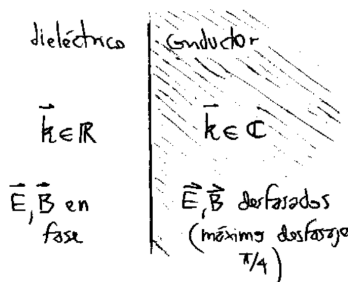


Figura 3.9

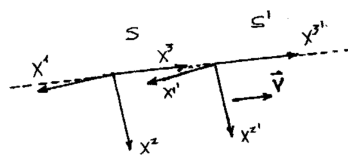


Figura 4.10

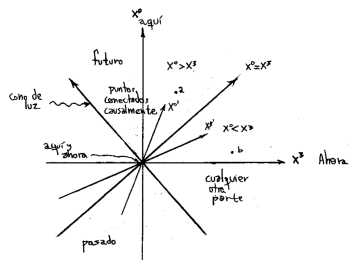


Figura 4.11

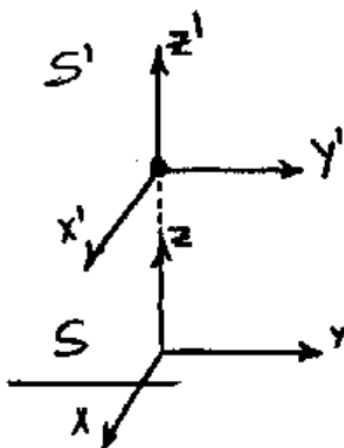


Figura 4.12

Relatividad especial

7.1 Transformación de los campos

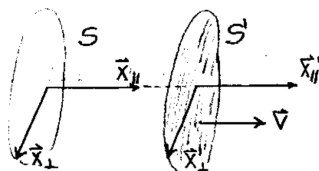


Figura 1.1

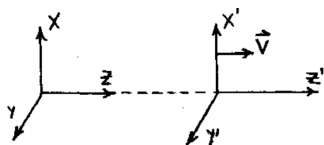


Figura 1.2

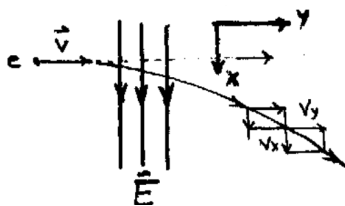


Figura 2.3

7.2 Especie de tiro oblicuo

7.3 cuadrivelocidad

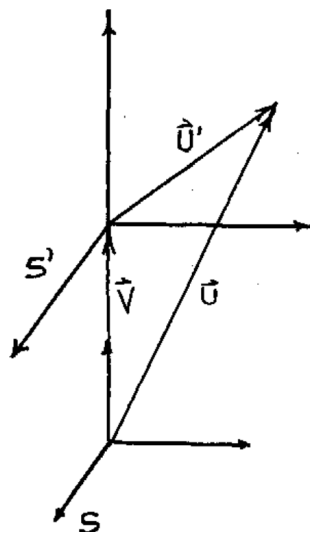


Figura 3.4

Campos de cargas en movimiento

8.1 Potenciales retardados

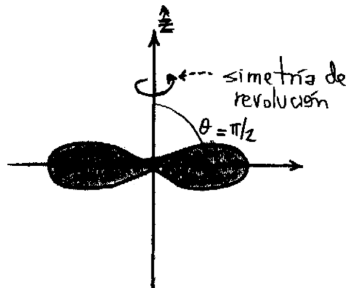


Figura 1.1

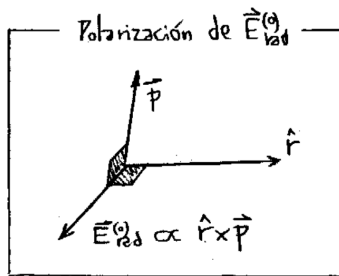


Figura 1.2

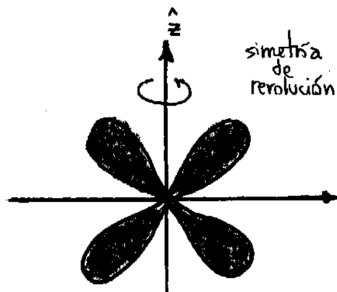


Figura 1.3

8.2 Ejemplo de antena

8.3 Campos de una partícula cargada en movimiento

8.4 Campo de una carga en movimiento

8.5 Cálculo de potencia irradiada

8.6 Frenado magnético

8.6.1 Esponja electromagnética

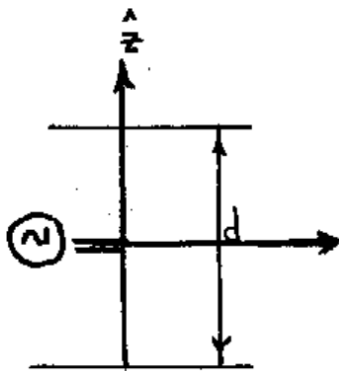


Figura 2.4

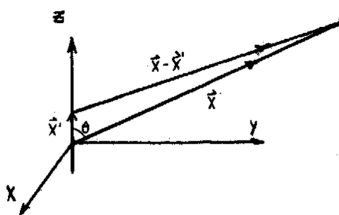


Figura 2.5



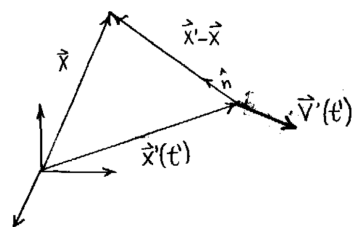


Figura 3.7

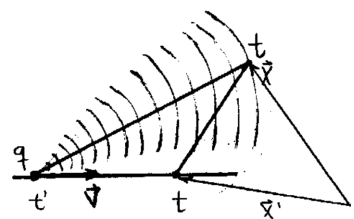


Figura 3.8

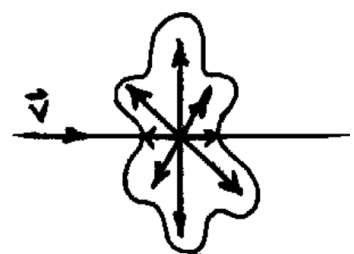


Figura 4.9

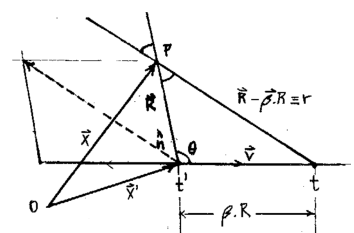


Figura 4.10

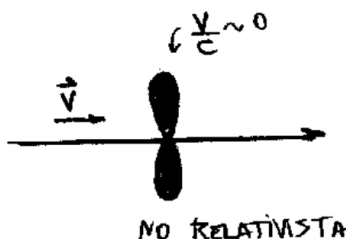


Figura 5.11

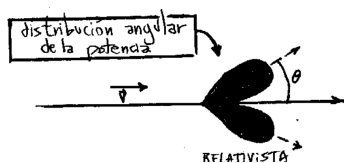


Figura 5.12

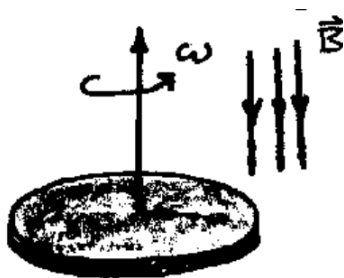


Figura 6.13

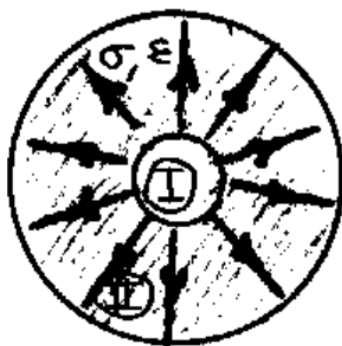


Figura 6.14