

Apuntes Electromagnetismo I

Luis López

September 2025

Índice

1. Ley de Coulomb	4
2. Campos eléctricos	6
2.1. Coordenadas cilíndricas	10
2.2. Diferenciales de longitud, área y volumen (cartesianas)	11
2.3. Diferenciales de longitud, área y volumen (cilíndricas)	11
2.4. Coordenadas esféricas	13
2.5. Ley de Gauss	17

Introducción.

La asignatura **Electromagnetismo I**, perteneciente al *Grado en Física*, aborda el estudio sistemático de los fenómenos eléctricos y magnéticos en el vacío y en medios materiales.

Se estructura en los siguientes bloques temáticos principales:

- **Tema 1. Campo electrostático en el vacío:** Fuerza eléctrica, Ley de Coulomb, Ley de Gauss y potencial eléctrico.
- **Tema 2. Campo electrostático en medios materiales:** Conductores y dieléctricos, polarización y vector desplazamiento, y condiciones de continuidad de los campos.
- **Tema 3. Campo magnetostático en el vacío:** Movimiento de cargas y corrientes, efecto Hall, fuentes de campo magnético (leyes de Biot-Savart y Ampère), potencial vectorial y ley de Gauss magnética.
- **Tema 4. Campo magnetostático en medios materiales:** Propiedades magnéticas de los materiales, campo generado por un material magnetizado y condiciones de contorno.
- **Tema 5. Campos electromagnéticos:** Ley de Faraday y transformadores electromagnéticos.
- **Tema 6. Leyes de Maxwell:** formulación y aplicación de las cuatro ecuaciones fundamentales en el vacío.

El **electromagnetismo** constituye una rama esencial de la física, ya que explica las interacciones entre las cargas eléctricas y los campos magnéticos. Dichas interacciones son responsables de una gran variedad de fenómenos naturales y tecnológicos, desde la luz visible hasta las ondas de radio, y desde el funcionamiento de los motores eléctricos hasta la transmisión y transformación de la energía eléctrica.

La base teórica de toda la asignatura se encuentra en las **Ecuaciones de Maxwell**, que veremos en el tramo final del curso y que condensan de forma unificada cómo los campos eléctricos y magnéticos se generan, interactúan y se propagan.

1. Ley de Coulomb

La **ley de Coulomb** describe la interacción eléctrica entre dos cargas puntuales en reposo. Establece que la fuerza es proporcional al producto de las cargas e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que las separa, actuando a lo largo de la línea que une ambas cargas.

$$\vec{F}_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{r}_{12}$$

Siendo ϵ_0 la *permeabilidad eléctrica en el vacío*.

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

Hay que poner claramente el sistema de referencia que usamos en cada caso de forma explícita.

Ejemplo:

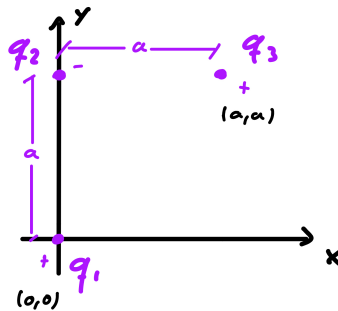


Figura 1: Descripción breve de la imagen.

Determinar la \vec{F}_e sobre q_3 .

Atendiendo al principio de superposición tenemos:

$$\vec{F}_e = \vec{F}_{q_2 q_3} + \vec{F}_{q_1 q_3}$$

Aplicamos la ley de Coulomb:

$$\vec{F}_{q_1 q_3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_3}{r_{13}^2} \hat{r}_{13},$$

calculamos el vector unitario \hat{r}_{13} :

$$\vec{r}_{13} = (2a, 2a), \quad r_{13} = \sqrt{(2a)^2 + (2a)^2} = \sqrt{8a^2} = 2\sqrt{2} a$$

$$\hat{r}_{13} = \frac{\vec{r}_{13}}{|\vec{r}_{13}|} = \frac{2a\hat{i} + 2a\hat{j}}{2\sqrt{2}a} = \frac{\sqrt{2}}{2}(\hat{i} + \hat{j})$$

Entonces:

$$\vec{F}_{q_1 q_3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_3}{(2\sqrt{2}a)^2} \hat{r}_{13} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_3}{8a^2} \frac{\sqrt{2}}{2} (\hat{i} + \hat{j})$$

Vemos ahora $q_2 \rightarrow q_3$:

$$\vec{F}_{q_2 q_3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2 q_3}{r_{23}^2} \hat{r}_{23},$$

Calculamos el vector unitario \hat{r}_{23} :

$$\vec{r}_{23} = (a, 0), \quad r_{23} = a, \quad \hat{r}_{23} = \frac{\vec{r}_{23}}{|\vec{r}_{23}|} = \hat{i}$$

Entonces:

$$\vec{F}_{q_2 q_3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2 q_3}{a^2} \hat{i}$$

Por último calculamos la fuerza total en q_3 con el principio de superposición:

$$\vec{F}_e = \vec{F}_{13} + \vec{F}_{23}$$

$$\vec{F}_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_3}{2a^2} \frac{\sqrt{2}}{2} (\hat{i} + \hat{j}) + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2 q_3}{a^2} \hat{i} = \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0} \left[\left(\frac{q_2}{a^2} - \frac{q_1}{2a^2} \right) \hat{i} + \frac{q_1}{2a^2} \hat{j} \right]$$

2. Campos eléctricos

El **campo eléctrico** en un punto se define como la fuerza eléctrica por unidad de carga de prueba positiva colocada en ese punto:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \lim_{q_0 \rightarrow 0} \frac{\vec{F}_e(\vec{r})}{q_0}.$$

Derivación desde la ley de Coulomb

Para una carga puntual q situada en \vec{r}' , la fuerza sobre una carga de prueba q_0 en \vec{r} es

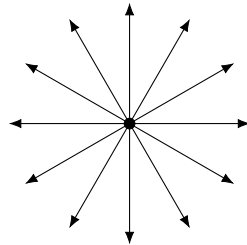
$$\vec{F}_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q_0}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \hat{\mathbf{R}}, \quad \hat{\mathbf{R}} = \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.$$

Dividiendo por q_0 , queda:

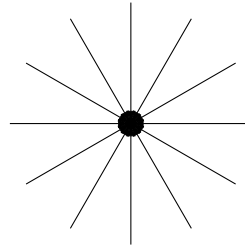
$$\boxed{\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \hat{\mathbf{R}}}$$

y, en el caso de tomar el origen en la carga y $r = |\vec{r}|$,

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



Diverge



Lo succiona

$$\vec{E}_q = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \hat{r}_{qP}$$

Distribuciones de carga

Pueden ser:

$$\text{Lineales} \Rightarrow \lambda = \frac{dq}{dl}, \quad \text{Superficiales} \Rightarrow \sigma = \frac{dq}{dA}, \quad \text{Volumétrica} \Rightarrow \rho = \frac{dq}{dV}.$$

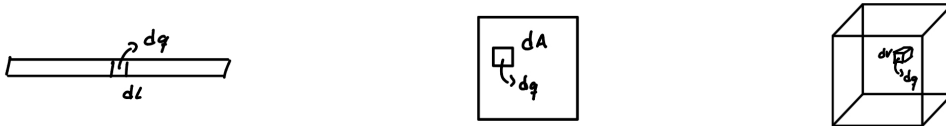


Figura 2: Descripción breve de la imagen.

Ejemplo:

Tenemos una barra de longitud l con una distribución de carga lineal homogénea λ . Determine el campo eléctrico generado por la barra a una distancia d de uno de sus extremos. ¿Qué ocurre cuando $d \gg l$?

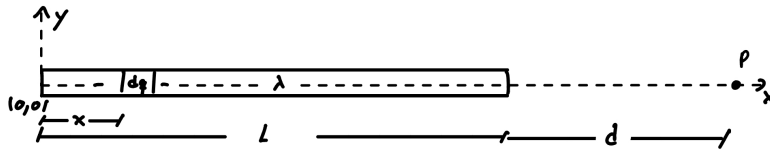


Figura 3: Descripción breve de la imagen.

Planteamos la solución del campo eléctrico

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \hat{r}_{qP},$$

Siendo el vector unitario \hat{r}_{qP} :

$$\hat{r}_{qP} = \frac{\vec{r}_P - \vec{r}_q}{|\vec{r}_P - \vec{r}_q|} = \frac{(l+d)\hat{i} - x\hat{i}}{|(l+d) - x|} \hat{i}$$

Donde:

$$r^2 = ((l+d) - x)^2, \quad dq = \lambda dl = \lambda dx.$$

Entonces:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^l \frac{\lambda dx}{((l+d) - x)^2} \hat{i} = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left[-\frac{1}{(l+d) - x} \right]_0^l \hat{i} = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{l+d} \right) \hat{i}.$$

(b) $d \gg l$

$$\vec{E} \approx \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{l}{d(l+d)} \right) \hat{i} \approx \frac{\lambda l}{4\pi\epsilon_0 d^2} \hat{i} \approx \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d^2} \hat{i} \quad \text{con } Q = \lambda l.$$

Llegamos a la expresión del campo eléctrico de una carga puntual Q . ya que al estar tan alejados la barra se comporta como una carga puntual.

Ejemplo:

Calcular \vec{E} en el punto P . ¿Qué ocurre si $P \gg L$?

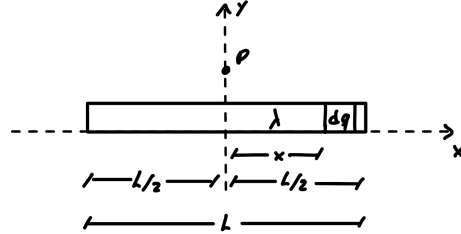


Figura 4: Descripción breve de la imagen.

Pista:

$$\int \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}} dx = \frac{x}{y\sqrt{x^2 + y^2}}$$

La solución del campo será:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \hat{r}_{qP}, \quad \hat{r}_{qP} = \frac{\vec{r}_P - \vec{r}_q}{|\vec{r}_P - \vec{r}_q|} = \frac{-x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \hat{i} + \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \hat{j}.$$

Sustituyendo:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\lambda dx}{(x^2 + y^2)} \left(-\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \hat{i} + \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \hat{j} \right)$$

Al tratarse de una integral vectorial, se integra cada componente por separado:

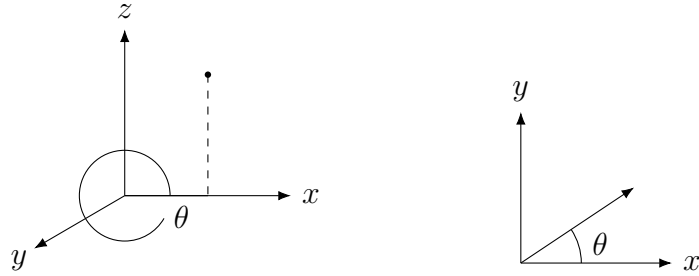
$$\begin{aligned} \vec{E} &= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-L/2}^{L/2} \frac{-x}{(x^2 + y^2)^{3/2}} dx \hat{i} + \int_{-L/2}^{L/2} \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}} dx \hat{j} \right] \\ &= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left[-\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \Big|_{-L/2}^{L/2} \hat{i} + \frac{x}{y\sqrt{x^2 + y^2}} \Big|_{-L/2}^{L/2} \hat{j} \right] \end{aligned}$$

2.1 Coordenadas cilíndricas

Las **coordenadas cilíndricas** representan un punto en el espacio mediante la tripleta (r, θ, z) , donde r es la distancia desde el punto al eje z (coordenada radial), θ es el ángulo que forma el radio con el eje x (coordenada acimutal) y z es la altura del punto sobre el plano xy (coordenada vertical). Este sistema es una generalización de las coordenadas polares al espacio tridimensional y es útil en problemas con simetría cilíndrica.

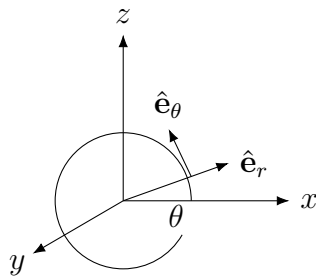
Siendo las nuevas coordenadas:

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta, \quad z = z$$



Donde θ va siempre desde el eje positivo de x al eje positivo de y . Al igual que en coordenadas cartesianas, las coordenadas cilíndricas también tienen *vectores unitarios*:

$$\hat{\mathbf{e}}_r = \cos \theta \hat{\mathbf{i}} + \sin \theta \hat{\mathbf{j}}, \quad \hat{\mathbf{e}}_\theta = -\sin \theta \hat{\mathbf{i}} + \cos \theta \hat{\mathbf{j}}, \quad \hat{\mathbf{e}}_z = \hat{\mathbf{k}}.$$



2.2 Diferenciales de longitud, área y volumen (cartesianas)

De longitud:

$$d\vec{\ell} = dx \hat{i} + dy \hat{j} + dz \hat{k}$$

De área:

$$d\vec{A}_x = dy dz \hat{i},$$

$$d\vec{A}_y = dx dz \hat{j},$$

$$d\vec{A}_z = dx dy \hat{k}.$$

De volumen:

$$dV = dx dy dz$$

Hacer esquemas visuales.

2.3 Diferenciales de longitud, área y volumen (cilíndricas)

De longitud:

$$d\vec{\ell} = dr \hat{e}_r + r d\theta \hat{e}_\theta + dz \hat{e}_z$$

De área:

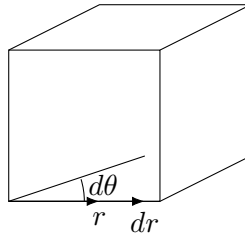
$$d\vec{S}_r = r d\theta dz \hat{e}_r,$$

$$d\vec{S}_\theta = dr dz \hat{e}_\theta,$$

$$d\vec{S}_z = r dr d\theta \hat{e}_z.$$

De volumen:

$$dV = r dr d\theta dz$$



Ejemplo:

Un anillo cargado con densidad de carga lineal variable $\lambda = \cos^2 \theta$ y radio a . Determinar la carga total.

La densidad lineal, por tanto la carga vendrá dada como:

$$q_T = \oint \lambda dl = \int_0^{2\pi} \lambda a d\theta = a \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta d\theta.$$

* Los límites de integración varían dependiendo de nuestro sistema de referencia. En nuestro caso $r = a$ y $\theta \in [0, 2\pi]$.

Ejemplo:

Un disco cargado con densidad de carga superficial $\sigma = \rho \sin^2 \theta$ y radio R . Determina la **carga total** del disco.

$$q_T = \iint_S \sigma dA = \int_0^{2\pi} \left(\int_0^R \rho \sin^2 \theta r dr \right) d\theta.$$

Ejemplo:

Un anillo cargado con densidad de carga lineal constante λ y radio a . Determine el valor del **campo eléctrico** en el punto P (sobre el eje del anillo, a altura z).

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint \frac{dq}{r^2} \hat{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} \frac{\lambda a d\theta}{a^2 + z^2} \frac{-a \cos \theta \hat{i} - a \sin \theta \hat{j} + z \hat{k}}{\sqrt{a^2 + z^2}}.$$

Como integral vectorial, se integran las componentes por separado:

$$\int_0^{2\pi} \frac{-a \cos \theta}{(a^2 + z^2)^{3/2}} d\theta = 0, \quad \int_0^{2\pi} \frac{-a \sin \theta}{(a^2 + z^2)^{3/2}} d\theta = 0,$$
$$\int_0^{2\pi} \frac{z}{(a^2 + z^2)^{3/2}} d\theta = \frac{2\pi z}{(a^2 + z^2)^{3/2}}.$$

Por tanto,

$$\boxed{\vec{E}(P) = \frac{\lambda a z}{2 \epsilon_0 (a^2 + z^2)^{3/2}} \hat{k}}$$

2.4 Coordenadas esféricas

Las **coordenadas cilíndricas** representan un punto en el espacio mediante la tripleta (r, θ, ϕ) , donde r es la distancia desde el punto al origen (coordenada radial), θ es el ángulo que forma el radio con el eje x (coordenada acimutal) y ϕ es el ángulo que forma el radio con el eje z (coordenada polar). Este sistema es una generalización de las coordenadas polares al espacio tridimensional y es útil en problemas con simetría esférica.

Siendo las nuevas coordenadas:

$$x = r \sin \theta \cos \phi, \quad y = r \sin \theta \sin \phi, \quad z = r \cos \theta$$

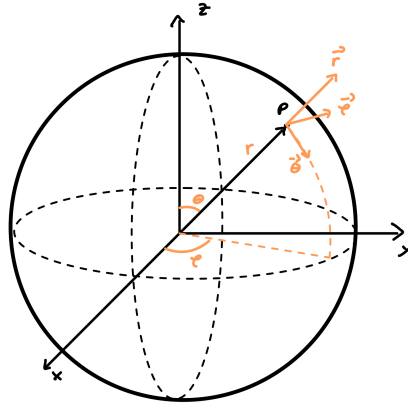


Figura 5: Coordenadas esféricas: r , θ , ϕ .

Diferenciales de longitud, área y volumen (esféricas)

De longitud:

$$d\vec{\ell} = dr \hat{e}_r + r d\theta \hat{e}_\theta + r \sin \theta d\phi \hat{e}_\phi$$

De área:

$$d\vec{S}_r = r^2 \sin \theta d\theta d\phi \hat{e}_r,$$

$$d\vec{S}_\theta = r \sin \theta dr d\phi \hat{e}_\theta,$$

$$d\vec{S}_\phi = r dr d\theta \hat{e}_\phi.$$

De volumen:

$$dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$$

Ejemplo:

Una esfera de radio r tiene una densidad superficial dada como:

$$\sigma = x^2 + y^2 + z^2$$

Determina su carga total:

$$Q_T = \int_A \sigma dA$$

donde:

$$dA = r^2 \sin \theta d\theta d\phi$$

$$Q_T = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi r^2 \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi r^4$$

Ejemplo:

$$V = \int_V dV = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^r r^2 \sin \theta d\phi d\theta dr$$

Una esfera de radio R tiene una densidad de carga volumétrica de

$$\rho = e^{(x^2+y^2+z^2)^{1/2}} = e^r$$

Determina la carga total:

$$Q_T = \int_V \rho dV = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^R e^r r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$$

$$Q_T = 4\pi \int_0^R e^r r^2 dr = \frac{4\pi}{3} (e^R - 1)$$

Ejemplo:

Determina el campo eléctrico que genera una carga puntual en cualquier punto del espacio.

a) Con coordenadas cartesianas

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

Calculamos el vector unitario \hat{r}_q :

$$\hat{r}_q = \frac{\vec{r}_P - \vec{r}_q}{|\vec{r}_P - \vec{r}_q|} = \frac{x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} - 0}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$

La añadimos a la expresión del campo:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{x^2 + y^2 + z^2} \frac{x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q(x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k})}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}.$$

b) Con coordenadas cilíndricas

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

Calculamos el vector unitario \hat{r}_q :

$$\hat{r}_q = \frac{\vec{r}_P - \vec{r}_q}{|\vec{r}_P - \vec{r}_q|} = \frac{\rho\hat{e}_\rho + z\hat{k} - 0}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}$$

La añadimos a la expresión del campo:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\rho^2 + z^2} \frac{\rho\hat{e}_\rho + z\hat{k}}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q(\rho\hat{e}_\rho + z\hat{k})}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}}.$$

c) Con coordenadas esféricas

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

Calculamos el vector unitario \hat{r}_q :

$$\hat{r}_q = \frac{\vec{r}_P - \vec{r}_q}{|\vec{r}_P - \vec{r}_q|} = \frac{r\hat{e}_r - 0}{r} = \hat{e}_r$$

La añadimos a la expresión del campo:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \hat{e}_r.$$

Ejercicio 2: Un cilindro de radio R tiene su superficie circular cargada con una densidad de carga constante. Determina el campo eléctrico generado a una distancia d de su eje como muestra la figura.

El campo eléctrico generado por el cilindro vendrá dado como:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint \frac{dq}{r^2} \hat{r}_{qP}.$$

Con elemento de carga superficial

$$dq = \sigma dA = \sigma R d\theta dz; \quad \theta \in [0, 2\pi], \quad z \in [0, h].$$

Calculamos el vector

$$\begin{aligned} \vec{r}_{qP} &= \vec{r}_P - \vec{r}_q = (h + d) \hat{\mathbf{k}} - (R \hat{\mathbf{e}}_r + z \hat{\mathbf{k}}), \\ |\vec{r}_{qP}| &= \sqrt{R^2 + (h + d - z)^2}. \end{aligned}$$

Sustituyendo:

$$\vec{E} = \frac{\sigma R}{4\pi\epsilon_0} \int_0^h \int_0^{2\pi} \left[\frac{-R \hat{\mathbf{e}}_r}{(R^2 + (h + d - z)^2)^{3/2}} + \frac{(h + d - z) \hat{\mathbf{k}}}{(R^2 + (h + d - z)^2)^{3/2}} \right] d\theta dz.$$

Nota: hay que cambiar $\hat{\mathbf{e}}_r$ por $\cos \theta \hat{i} + \sin \theta \hat{j}$ ya que $\hat{\mathbf{e}}_r$ depende de θ .

Ejercicio 3. Un recipiente hemisférico de radio a tiene una carga total q repartida uniformemente en su superficie. Encuentre el campo eléctrico en el centro de curvatura (véase la figura).

El campo eléctrico viene dado como

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \hat{r}.$$

Sustituimos. Como por simetría sólo queda la componente sobre el eje,

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{dq}{a^2} \cos \theta, \quad dq = \sigma dA, \quad dA = a^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad \sigma = \frac{q}{2\pi a^2}.$$

Por tanto:

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\sigma a^2 \sin \theta d\theta d\varphi}{a^2} \cos \theta.$$

Además,

$$\hat{r}_{qP} = \frac{\vec{r}_P - \vec{r}_q}{|\vec{r}_P - \vec{r}_q|}, \quad |\vec{r}_P - \vec{r}_q| = a.$$

2.5 Ley de Gauss

La ley de Gauss en electrostática relaciona el flujo de campo eléctrico a través de una superficie cerrada con la carga neta encerrada en ella, afirmando que el flujo es igual a la carga neta dividida por la permitividad del vacío. Matemáticamente, se expresa como:

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0}.$$

La ley de Gauss proviene de la primera ley de Maxwell; para llegar a ella partimos del *teorema de la divergencia*:

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \iiint_V (\nabla \cdot \vec{E}) dV,$$

$$\frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0} = \iiint_V \frac{\rho}{\varepsilon_0} dV$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{primera ley de Maxwell en el vacío}).$$

Si hay divergencia en el campo, es decir, $\nabla \cdot \vec{E} > 0$, el campo *diverge* (fuente). Si por el contrario $\nabla \cdot \vec{E} < 0$, tenemos un *sumidero*, es decir, el campo *converge*.

Para usar la **ley de Gauss** tengo que crear una **superficie imaginaria** a mi conveniencia para poder integrar sobre ella.

Ejemplo:

Se tiene una esfera aislante con una distribución de carga homogénea repartida uniformemente en su volumen. La esfera tiene radio R . Determina el campo eléctrico producido por la esfera en todo el espacio.

Primero calculamos el campo **fuera de la esfera** ($r > R$). Para ello, mi **superficie gaussiana** será una esfera concéntrica de radio r .

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0}$$

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}| r^2 \sin \theta d\theta d\phi = |\vec{E}| r^2 4\pi$$

$$\frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \iiint \rho dV = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^R \rho r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi = \frac{4\pi}{3\varepsilon_0} \rho R^3$$

Igualando ambas ecuaciones:

$$|\vec{E}| 4\pi r^2 = \frac{4\pi}{3\varepsilon_0} \rho R^3$$

$$|\vec{E}| = \frac{\rho R^3}{3\varepsilon_0 r^2}$$

Por lo tanto, el campo eléctrico para $r > R$ es:

$$\boxed{\vec{E} = \frac{\rho R^3}{3\varepsilon_0 r^2} \hat{r}}$$

Veamos lo que pasa ahora para $r < R$ (**dentro de la esfera**). En este caso, la superficie gaussiana será una esfera concéntrica menor que la esfera original.

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0}$$

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}| r^2 \sin \theta d\theta d\phi = |\vec{E}| r^2 4\pi$$

$$\frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \iiint \rho dV = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^r \rho r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi = \frac{4\pi}{3\varepsilon_0} \rho r^3$$

Igualando ambas ecuaciones:

$$|\vec{E}| 4\pi r^2 = \frac{4\pi}{3\varepsilon_0} \rho r^3$$

$$\boxed{\vec{E} = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0} \hat{r}}$$

Resultado final:

$$\vec{E}(r) = \begin{cases} \frac{\rho r}{3\varepsilon_0} \hat{r}, & r < R \\ \frac{\rho R^3}{3\varepsilon_0 r^2} \hat{r}, & r > R \end{cases}$$

Ahora sustituimos en la ley de Gauss:

$$|\vec{E}| 4\pi r^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{4\pi}{3} \rho r^3$$

$$|\vec{E}| = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0}$$

Por tanto, en forma vectorial quedaría:

$$\vec{E} = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0} \hat{r}$$

Entonces el campo eléctrico será:

$$\vec{E} = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0} \hat{r} \quad \text{si } r < R, \quad \vec{E} = \frac{\rho R^3}{3\varepsilon_0 r^2} \hat{r} \quad \text{si } r > R.$$

Ejemplo:

Tenemos una línea de carga de densidad lineal λ y longitud infinita. Determine el campo eléctrico producido en un punto a una distancia r del cable. Para conocer el campo eléctrico aplicaremos la **ley de Gauss** sobre la superficie gaussiana mostrada en la figura:

$$\Phi_E = \iint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0}.$$

$$\iint_S \vec{E} \cdot d\vec{A} = \iint_{\text{tapa sup}} \vec{E} \cdot d\vec{A} + \iint_{\text{tapa inf}} \vec{E} \cdot d\vec{A} + \iint_{\text{pared}} \vec{E} \cdot d\vec{A}.$$

Sabemos que $\vec{E} = |E| \hat{e}_\rho$ (radial) y es tangencial a las tapas \Rightarrow las contribuciones de las tapas son nulas; sólo aporta la pared cilíndrica:

$$\Phi_E = \iint_{\text{pared}} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int_0^h \int_0^{2\pi} |E| (\rho d\theta) dz = |E| (2\pi\rho h).$$

Por otro lado,

$$\frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int \lambda dl = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^h \lambda dz = \frac{\lambda h}{\varepsilon_0}.$$

Iguando términos:

$$|E| (2\pi\rho h) = \frac{\lambda h}{\varepsilon_0} \implies |E| = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 \rho}, \quad \boxed{\vec{E} = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 \rho} \hat{e}_\rho}$$

Ejemplo:

Caso de un plano cargado con densidad superficial constante σ . Determinar el campo eléctrico a una distancia d del plano. Aplicamos la ley de Gauss con una superficie cilíndrica (“pastilla”) que corta el plano:

$$\Phi_E = \iint_S \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0}, \quad d\vec{A} = \hat{\mathbf{n}} dA, \quad \vec{E} = |E| \hat{\mathbf{n}}.$$

La contribución de la pared lateral es nula ($\vec{E} \perp d\vec{A}$ allí). Aportan sólo las tapas:

$$\Phi_E = |E| A_{\text{sup}} + |E| A_{\text{inf}} = 2|E| (\pi R^2).$$

La carga encerrada es

$$\frac{q_{\text{enc}}}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \iint \sigma dA = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \pi R^2.$$

Por tanto,

$$2|E| \pi R^2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \pi R^2 \implies \boxed{|E| = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}} \quad (\text{constante, independiente de } d).$$