

Revision del libro: Modern classical physics¹

Juan Guarín-Rojas

*Escuela de Física, Facultad de ciencias
Universidad Industrial de Santander, Colombia*

15 de junio de 2022



Universidad
Industrial de
Santander

¹ Thorne, K., Blandford, R. (2017). Modern classical physics. Princeton University Press.

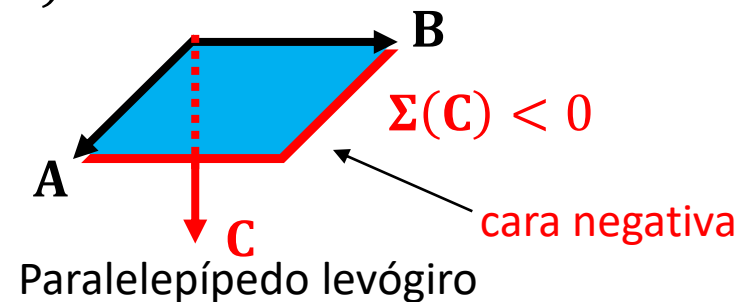
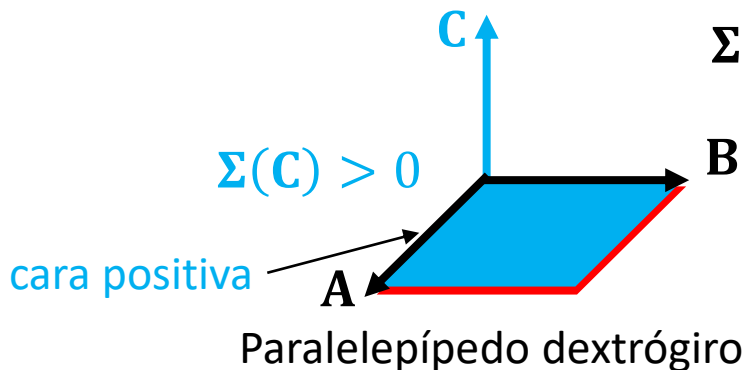
- El volumen tridimensional de un paralelepípedo formado por los lados **A**, **B**, **C** corresponde a:

$$3 - \text{volumen} = \epsilon(\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}) = \mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \det \begin{bmatrix} A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{bmatrix}$$

- El 2-volumen o área de un paralelogramo formado por **A**, **B** en un espacio tridimensional es:

$$\Sigma = \mathbf{A} \times \mathbf{B} = \epsilon(_, \mathbf{A}, \mathbf{B})$$

- Este vector de área superficial puede interpretarse como un objeto al cual hace falta insertarle un tercer lado **C** para retornar un volumen.

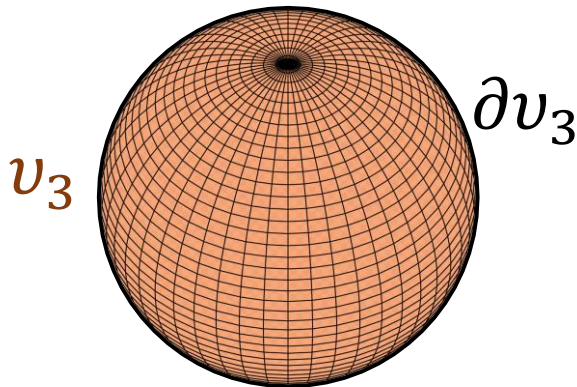


- Teoremas de Gauss y Stokes

Teorema de Gauss

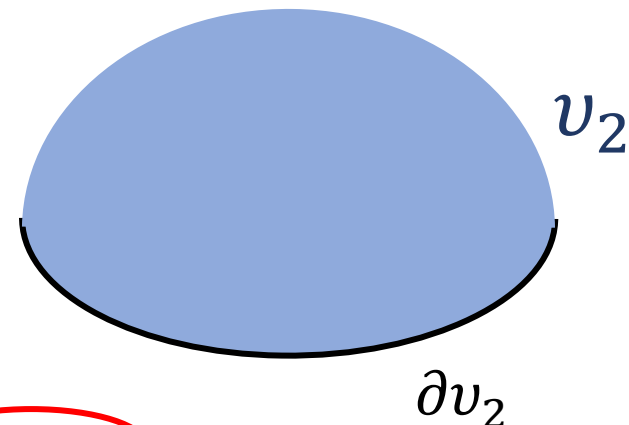
$$\iiint_{v_3} (\nabla \cdot \mathbf{A}) dV = \oiint_{\partial v_3} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma}$$

Campo vectorial



Teorema de Stokes

$$\iint_{v_2} (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{\Sigma} = \oint_{\partial v_2} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$$





- Donde v_3 es una región tridimensional compacta y ∂v_3 es su frontera bidimensional cerrada. Y donde v_2 es una región bidimensional compacta y ∂v_2 es la curva unidimensional que lo limita.

Región sin huecos o puntos faltantes, acotada por una frontera, y sin excluir puntos sobre la frontera



- La carga total y el número total de partículas dentro de una región tridimensional v_3 viene dado por:

$$Q = \int_{v_3} \rho_e dV \quad N = \int_{v_3} n dV$$


 Densidad de carga  Densidad de número de partículas

- Entonces, las leyes integrales de conservación de la carga y partículas son:

$$\frac{d}{dt} \int_{v_3} \rho_e dV + \int_{\partial v_3} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{\Sigma} = 0$$

 Densidad de corriente

$$\frac{d}{dt} \int_{v_3} n dV + \int_{\partial v_3} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{\Sigma} = 0$$

 Vector flujo de partículas

- Aplicando el teorema de Gauss a las primeras integrales y considerando que el integrando se anula, se obtienen las formas diferenciales:

$$\frac{d\rho_e}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

$$\frac{dn}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{S} = 0$$

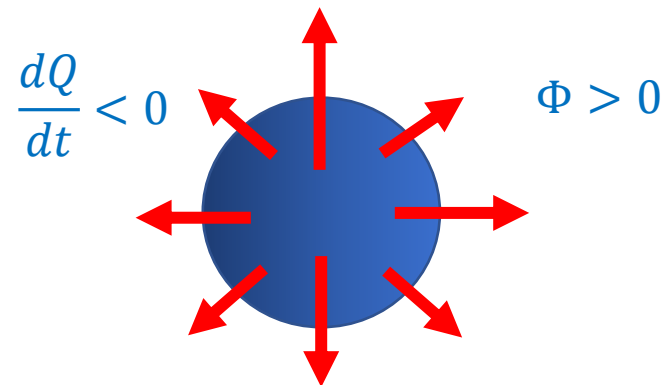
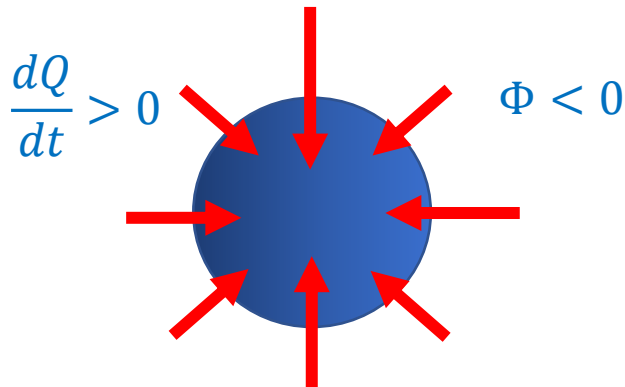
- Patrón universal ecuaciones de conservación:

La derivada temporal de la densidad de una cantidad más la divergencia de su flujo se anula.

- Es posible ilustrar la ley de conservación de la carga de la siguiente manera:

$$\frac{dQ}{dt} + \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{\Sigma} = 0$$

$$\frac{dQ}{dt} + \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{\Sigma} = 0$$

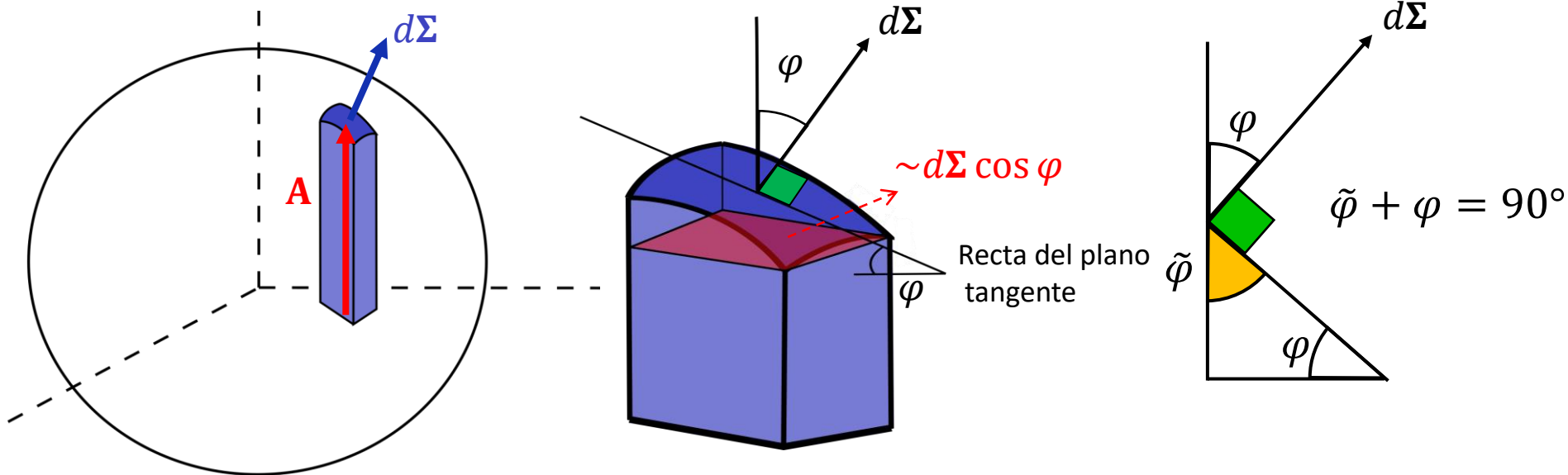


- Ejercicio:**

Calcular la integral del campo vectorial $\mathbf{A} = z\mathbf{e}_z$ sobre una esfera de radio a centrada en el origen

$$\oiint_{\partial v_3} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma} = \iiint_{v_3} (\nabla \cdot \mathbf{A}) dV = \iiint_{v_3} \left(\frac{\partial A^i}{\partial x^i} \right) dV = \iiint_{v_3} 1 dV = \frac{4\pi}{3} a^3 \rightarrow \text{Volumen esfera}$$

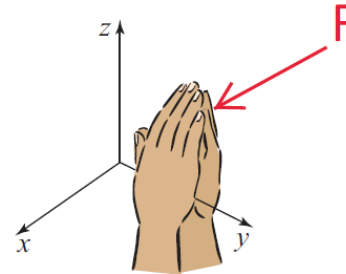
- Podemos interpretar por qué el flujo del campo \mathbf{A} corresponde al volumen de la esfera.



- El producto escalar $\mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma}$ representa el volumen diferencial del paralelepípedo que va desde el plano $z = 0$ hasta un punto sobre la superficie de la esfera. Por lo tanto, al integrar en toda la superficie debemos obtener el volumen.

- El tensor de estrés permite obtener la Fuerza \mathbf{F} normal a la superficie Σ , para dos superficies en contacto:

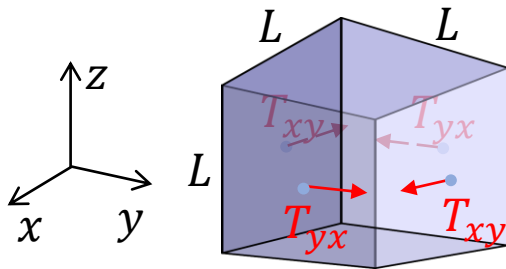
$$\mathbf{F}(_) = \mathbf{T}(_, \Sigma)$$



- Las componentes del tensor son:

$$T_{ij} = \left(\begin{array}{l} \text{componente } i \text{ de la fuerza por unidad de área} \\ \text{a lo largo de una superficie perpendicular a } \mathbf{e}_j \end{array} \right)$$

- \mathbf{T} debe ser un tensor simétrico. Primero calculamos el torque: Momento de inercia



$$N_z = T_{xy} L^2 \left(\frac{L}{2} \right) \quad N_{\text{net}} = (T_{xy} - T_{yx}) L^3 = \boxed{\frac{1}{6} \rho L^5} \frac{d\Omega_z}{dt}$$

Si $T_{xy} - T_{yx}$ no se anula entonces: cuando $L \rightarrow 0$ $\frac{d\Omega_z}{dt} \rightarrow \infty$

Comportamiento no físico

Back up



- Ejercicio:

Calcular la integral del campo vectorial $\mathbf{A} = z\mathbf{e}_z$ sobre una esfera de radio a centrada en el origen

$$\mathbf{A} = a \cos \phi (\cos \phi \mathbf{e}_{\hat{r}} - \sin \phi \mathbf{e}_{\hat{\phi}})$$

$$d\mathbf{\Sigma} = \epsilon(_, ad\phi \mathbf{e}_{\hat{\phi}}, ad\theta \sin \phi \mathbf{e}_{\hat{\theta}}) = \epsilon(_, \mathbf{e}_{\hat{\phi}}, \mathbf{e}_{\hat{\theta}}) a^2 \sin \phi d\theta d\phi$$

$$\mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma} = (\cos \phi \mathbf{e}_{\hat{r}} - \sin \phi \mathbf{e}_{\hat{\phi}}) \cdot \epsilon(_, \mathbf{e}_{\hat{\phi}}, \mathbf{e}_{\hat{\theta}}) a^3 \cos \phi \sin \phi d\theta d\phi$$

$$\mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma} = [\cos \phi \epsilon(\mathbf{e}_{\hat{r}}, \mathbf{e}_{\hat{\phi}}, \mathbf{e}_{\hat{\theta}}) - \sin \phi \epsilon(\mathbf{e}_{\hat{\phi}}, \mathbf{e}_{\hat{\phi}}, \mathbf{e}_{\hat{\theta}})] a^3 \cos \phi \sin \phi d\theta d\phi$$

$$\mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma} = a^3 \cos^2 \phi \sin \phi d\theta d\phi$$

$$\iint_{v_2} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} a^3 \cos^2 \phi \sin \phi d\theta d\phi = \frac{4\pi}{3} a^3 \longrightarrow \text{Volumen esfera}$$

- Usando el Teorema de Gauss:

$$\oiint_{\partial v_3} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{\Sigma} = \iiint_{v_3} (\nabla \cdot \mathbf{A}) dV = \iiint_{v_3} \left(\frac{\partial A^i}{\partial x^i} \right) dV = \iiint_{v_3} 1 dV = \frac{4\pi}{3} a^3$$