Física 3: Electricidad y Magnetismo

Pablo Dmitruk

Clase 6

Conductores ideales

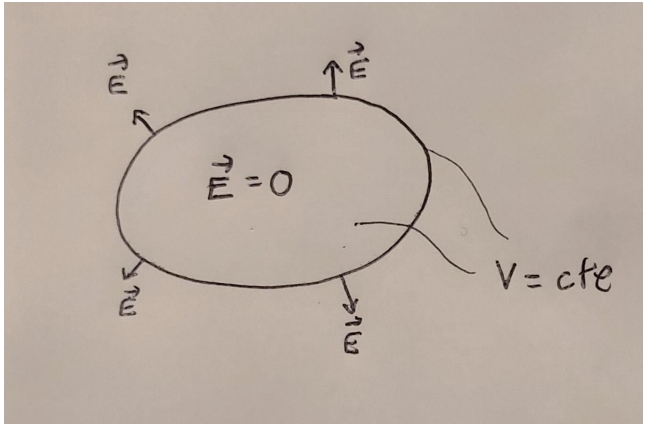
Un conductor eléctrico es un material, comúnmente metálico, que tiene electrones "*libres*" que pueden desplazarse en el material. Estos electrones son los más alejados del núcleo atómico del elemento, es decir los electrones en las capas más externas de cada átomo, del orden de 1 a 2 por átomo y pueden "*arrancarse*" más fácilmente de cada átomo y moverse en el material.

Además de los metales, otros conductores pueden ser las soluciones salinas, en donde existen iones positivos y negativos libres de moverse o los plasmas, que son gases a alta temperatura donde los átomos se ionizan y la carga (iones positivos y electrones) puede desplazarse más o menos libremente.

Considerando principalmente los metales, vamos a estudiar primero las propiedades de los conductores dentro de la electrostática (después más adelante vamos a extender el estudio a situaciones con carga en movimiento).

I) El campo eléctrico es nulo en todo punto interior al conductor, $\boxed{\vec{\mathbf{E}} = 0 \ \ \text{int. cond.}}$

Si el campo no fuese nulo dentro del material los electrones se moverían y no estaríamos en electrostática. Las cargas se tienen que acomodar entonces de forma que se anule el campo en el interior.



II) Como $\vec{\mathbf{E}} = -\vec{\nabla} V$ el interior del material es un volumen equipotencial y su superficie también.

III) El campo es perpendicular a la superficie del conductor, $\boxed{\vec{\mathbf{E}} = -\vec{\nabla} V \perp \text{sup. cond.}}$

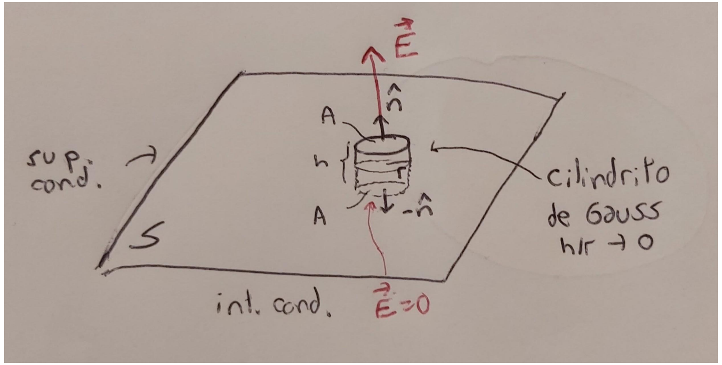
La componente tangencial del campo se anula ya que si la hubiese los electrones se moverían sobre la superficie y no estaríamos en electrostática.

IV) Toda la carga está en la superficie del conductor.

Tomando cualquier volumen interior en el conductor $\oint_{S(\mathcal{V}_{int})} \overrightarrow{\mathbf{E}} \cdot \overrightarrow{\mathbf{dS}} = 0$ ya que el campo es nulo.

Por Gauss entonces la carga encerrada en cualquier volumen interior es 0, es decir, en cualquier punto interior la carga neta es nula, $\boxed{\rho_{int} =. 0}$

V) Para puntos próximos a la superficie S del conductor, en el exterior, el campo es $\boxed{\overrightarrow{\mathbf{E}} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}\hat{\mathbf{n}}}$, donde σ es la densidad superficial de carga en el conductor y $\hat{\mathbf{n}}$ es la normal exterior a S.



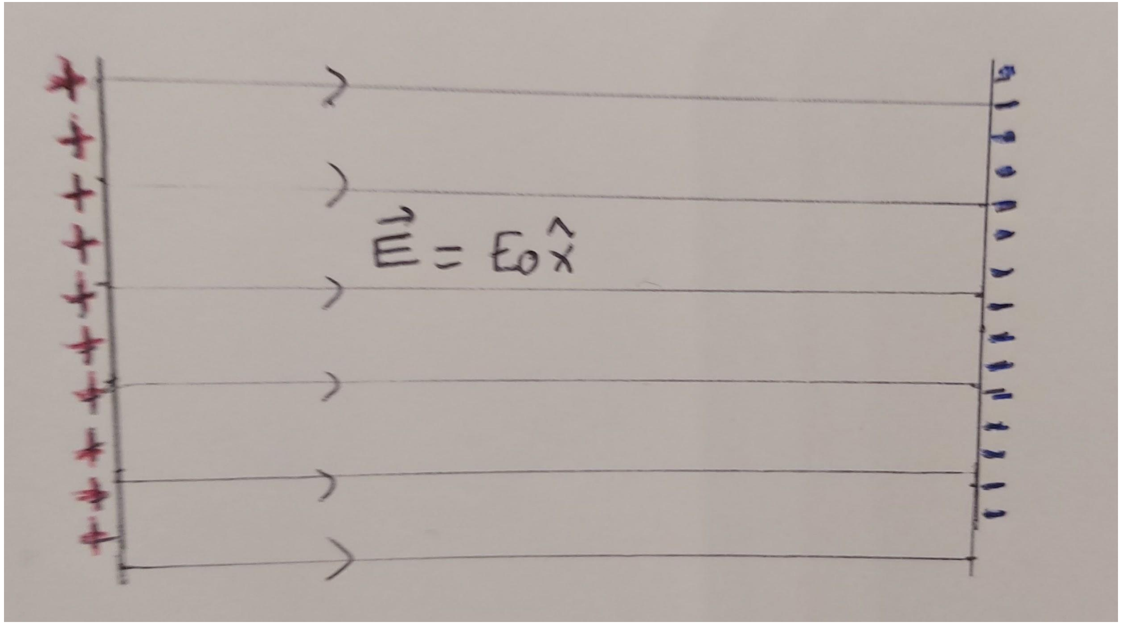
Por Gauss $\oint_{S_{cil}} \overrightarrow{\mathbf{E}} \cdot \overrightarrow{\mathbf{dS}} = E\hat{\mathbf{n}} \cdot A\hat{\mathbf{n}} + \mathbf{0} \cdot A(-\hat{\mathbf{n}}) = \frac{\sigma A}{\epsilon_0}$

Cancelamos A y queda $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$

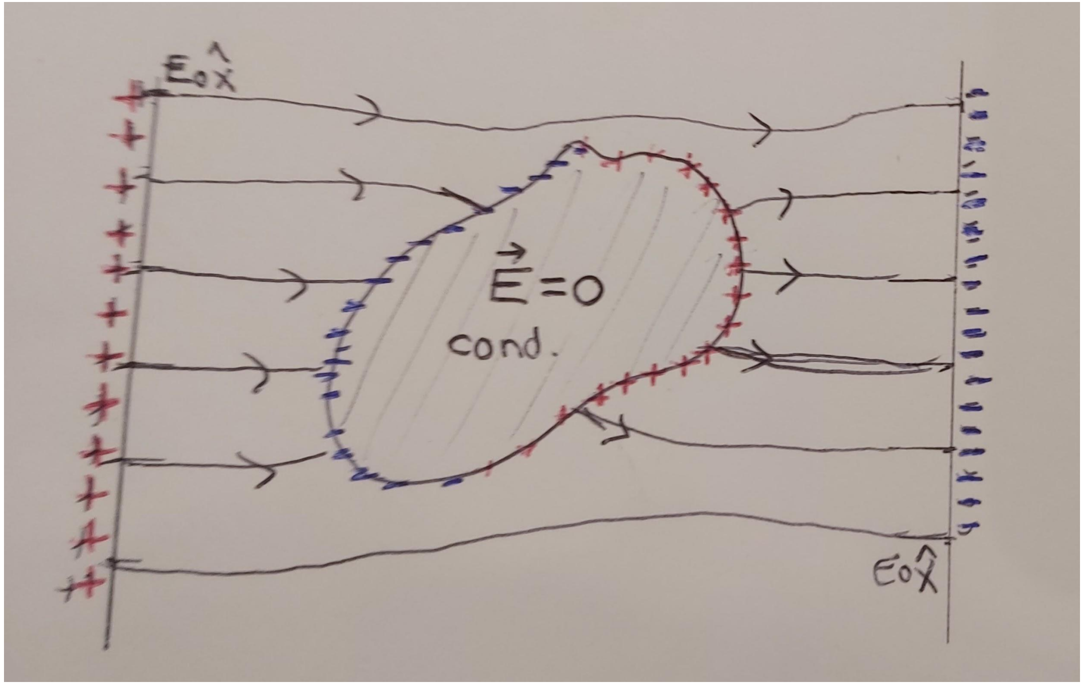
Notar que σ no es constante en general.

Por ejemplo, si la carga neta total en el conductor es cero, $\oint_S \sigma \, dS = 0 \rightarrow \sigma \neq \mathrm{cte}$

Supongamos una región con campo eléctrico uniforme (entre dos placas cargadas)



Traemos un conductor (sin carga neta) y esperamos que se reacomoden las cargas.

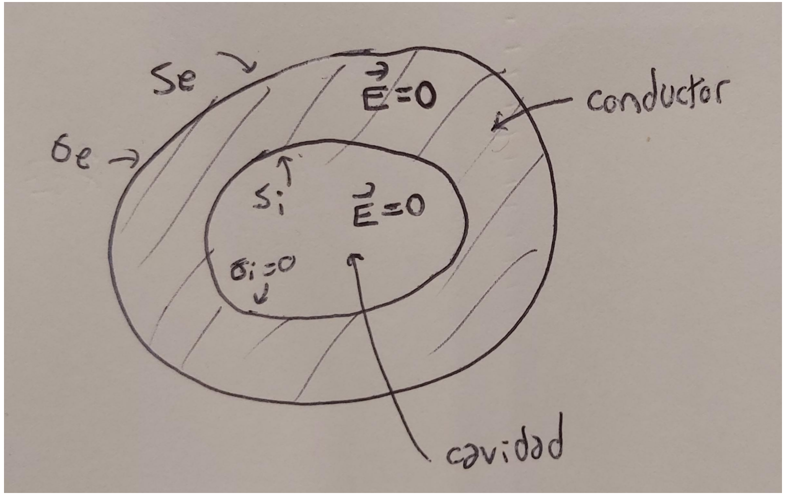


Las cargas en el conductor se acomodan en la superficie de forma tal que en el interior el campo eléctrico se anule.

Se llama el efecto de *apantallamiento* que da lugar al *blindaje*.

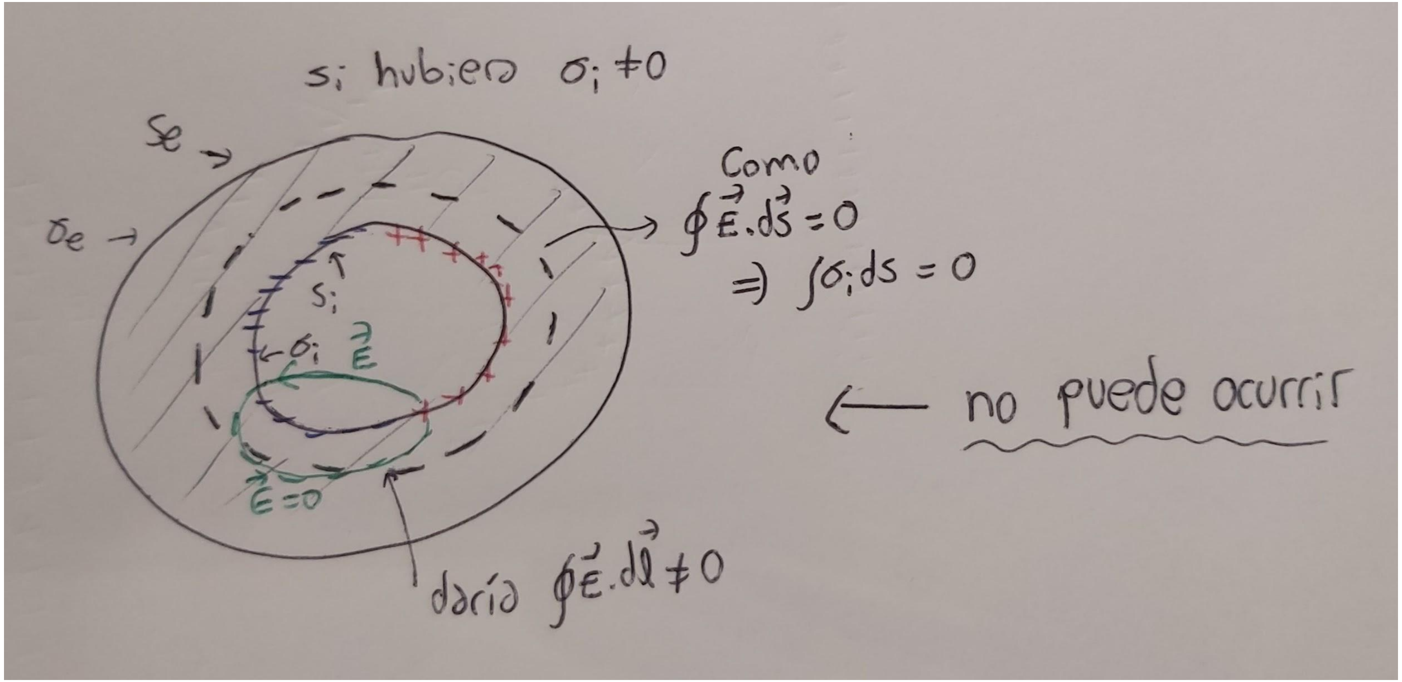
En la superficie del conductor las líneas de campo entran o salen en forma perpendicular a la superficie.

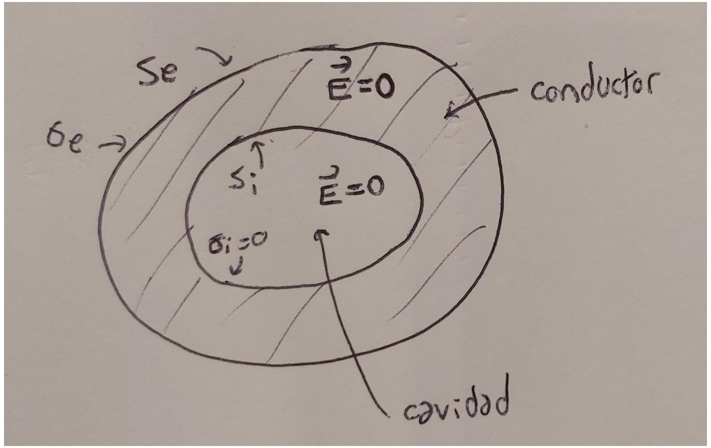
Si tenemos un conductor hueco, es decir, con una cavidad y en esa cavidad no hay carga, entonces el campo eléctrico es 0 tanto en el interior del conductor como dentro de la cavidad.



La densidad superficial de carga en la cavidad interior $\sigma_i = 0$

Si hubiera $\sigma_i \neq 0$





En la cavidad interior entonces el campo eléctrico es nulo, gracias al *efecto blindaje* del conductor que la rodea.

Esto se utiliza en la llamada *"jaula de Faraday"* para aislarse (o aislar algo) de campos eléctricos en el exterior a la jaula.

Demo en un labo https://www.youtube.com/watch?v=cldP1zX_0-8

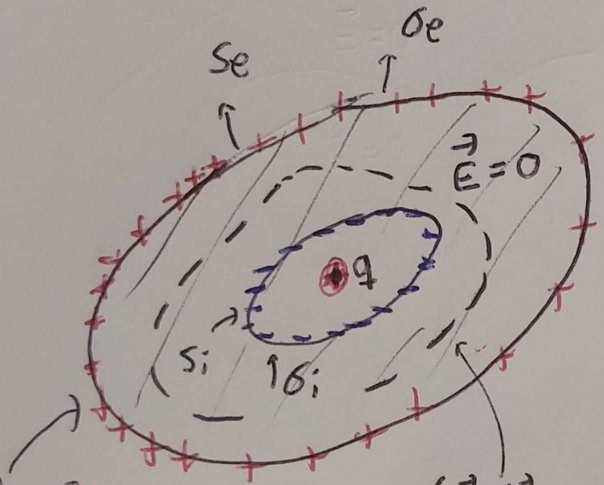
Otra demo en labo https://www.youtube.com/watch?v=7RKh2JWXx30

Pruebas en un auto https://www.youtube.com/watch?v=CW6fJd20gRI

Rayo natural en un auto https://www.youtube.com/watch?v=UvIbTN1wmWE

Rayo en auto (ver a partir de 4:00) https://www.youtube.com/watch?v=ve6XGKZxYxA

Y si hay una carga q en la cavidad ?



Si $Q^{total}_{cond} = 0$

$$\Rightarrow \int_{S_e} \sigma_e \, ds + \int_{S_i} \sigma_i \, ds = 0$$

$$\Rightarrow \int_{S_e} \sigma_e \, ds = -\int_{S_i} \sigma_i \, ds = q$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0 = \frac{1}{\epsilon_0}\left(q + \int_{S_i} \sigma_i \, ds\right)$$

$$\Rightarrow \int_{S_i} \sigma_i \, ds = -q \quad , \quad \sigma_i \neq 0$$

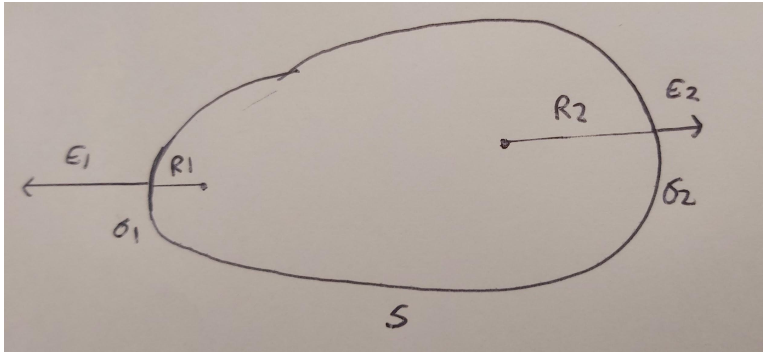
<https://es.wikipedia.org/wiki/Benjamin_Franklin>

Efecto de puntas

Franklin (1753)

<https://es.wikipedia.org/wiki/Pararrayos>

Se puede ver que el campo eléctrico es más intenso en regiones de mayor curvatura en la superficie de un conductor, por ejemplo, en regiones con forma de punta.



Nota: curvatura = 1/(radio de curvatura), o sea, mayor curvatura es menor radio de curvatura

En primera aproximación en puntos próximos a la superficie S el potencial V(r) no difiere mucho del potencial generado por un casquete esférico de radio igual al radio de curvatura de la región de la superficie que estoy considerando.

En la región de radio R_1 con densidad de carga σ_1 tenemos $V \approx k\frac{\sigma_1 \Delta S_1}{R_1}$, con $\Delta S_1 = R_1^2 \Delta\Omega$.

Idem en la región de radio R_2 con densidad σ_2 tenemos $V \approx k\frac{\sigma_2 \Delta S_2}{R_2}$, con $\Delta S_2 = R_2^2 \Delta\Omega$.

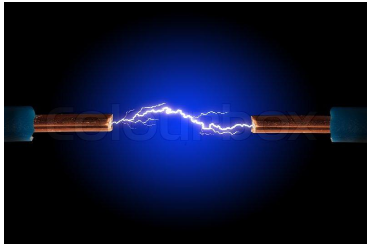
Como el potencial es el mismo $\Rightarrow \sigma_1 R_1 = \sigma_2 R_2$ y usando que $E = \sigma/\epsilon_0$ $\Rightarrow \frac{E_1}{E_2} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{R_2}{R_1} \gg 1$

$$\boxed{E_1 \gg E_2}$$

En las puntas donde el campo eléctrico es muy intenso se puede dar el fenómeno de la *ruptura eléctrica* (o rígidez dieléctrica).

Esto se da cuando los electrones se mueven debido a los altos campos eléctricos y producen *ionización* de las moléculas de aire (oxígeno, nitrógeno). Esta ionización se ve (y se escucha !) como chispazos.

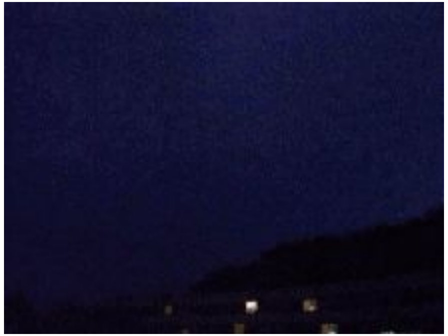
El e- recorre una distancia media $\Delta x = 1\,\mu = 10^{-6} m$ entre colisiones, y se requieren energías del orden de $\Delta U = 10\; eV = q\Delta V$ para ionizar las moléculas $(1\; eV = 1,6\;10^{-19} J)$, con lo cual el campo eléctrico requerido es del orden de $E = \Delta V / \Delta x \sim 10^7\; V/m$. En la práctica en el aire alcanza con $3\;10^6\; V/m$ valor de campo eléctrico que se conoce como la *rígidez dieléctrica* del aire (a 1 atm).



En los mastiles de los barcos → fuego de San Telmo (St. Elmo's fire) , en aviones (por rozamiento) o globos, dirigibles (desastre del Hindenburg)

En líneas de alta tensión --> Efecto corona https://www.youtube.com/watch?v=7dhvcSDlUJk

Arco eléctrico https://www.youtube.com/watch?v=VrY_k_pdICs



Un fenómeno natural relacionado con esto y muy espectacular son los rayos

Electricidad en la atmósfera (contada por Richard Feynman)

https://www.feynmanlectures.caltech.edu/II_09.html#Ch9-S6

https://science.howstuffworks.com/nature/natural-disasters/lightning.htm