

Electromagnetismo FI2002-3 Otoño 2025**Profesor:** Ignacio Andrade S.**Auxiliares:** Felipe Carrasco & Pablo Guglielmetti.**Ayudante:** Facundo Esquivel.

Auxiliar 17: Preparación C2

P1. Tubería

Dentro de una tubería metálica muy larga de radio a circula un fluido viscoso con una cierta densidad de carga. En los puntos al interior de la tubería se ha determinado que el campo magnético vale:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 J_0 r}{2} \left(1 - \frac{r^2}{2a^2} \right) \hat{\phi}$$

donde J_0 es una constante y r es la distancia al eje del cilindro. Determine

- El vector densidad de corriente y la intensidad de corriente eléctrica dentro de la tubería.
- El campo magnético fuera de la tubería.
- El valor de la densidad superficial de corriente \vec{K} que debe circular por el borde de la tubería para que el campo magnético en el exterior sea nulo (suponga que \vec{K} se distribuye uniformemente sobre la superficie).

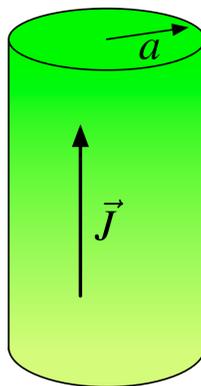


Figura 1: Tubería con fluido cargado.

P2. Esferas circuital:

Considere 4 casquetes esféricos concéntricos de conductividad ideal. El del centro de radio R_0 es maciso de conductividad ideal. Luego están los casquetes de radios R_1 , R_2 y R_3 . Entre R_0 y R_1 existe un material aislante de permitividad eléctrica ϵ_1 . Entre R_1 y R_2 existe un material de conductividad g_1 . Y entre R_2 y R_3 existe un material aislante de permitividad eléctrica ϵ_1 . Además imagine que se conecta en un tiempo $t = 0$ el casquete R_0 con el casquete R_3 a través de una fuente de potencial de magnitud V_0 . Calcule la corriente que circula por el medio conductor para todo $t > 0$.

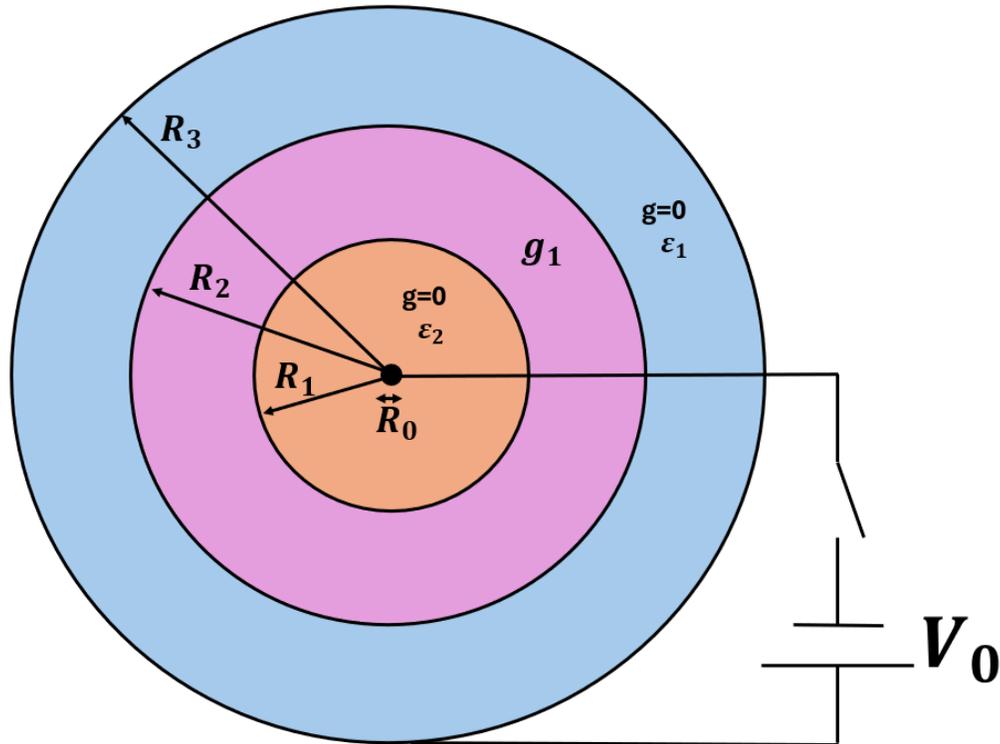


Figura 2: Tubería con fluido cargado.

Resumen

Conductores

Son materiales que tienen la capacidad de reorganizar sus cargas internas en respuesta a un campo eléctrico externo, generando así un campo de igual magnitud, pero en dirección contraria, lo que resulta en su anulación. De esta forma, se cumplen lo siguiente:

1. $\vec{E} = 0$ al interior del material, y por lo tanto $\rho = 0$.
2. Es un equipotencial, o sea, todos los puntos al interior están al mismo potencial.
3. La totalidad de la carga se acumula en las superficies, generando un campo siempre perpendicular a esta, con valor $\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \hat{n}$ donde \hat{n} es la normal exterior.

Condensadores

También llamados capacitores, son dispositivos capaces de almacenar energía en forma de campo eléctrico, los cuales están conformados por dos o más conductores en forma arbitraria. La expresión de la capacidad (o capacitancia) está dada por:

$$C = \frac{Q}{\Delta V}$$

con Q la carga acumulada en la superficie de los conductores y ΔV la diferencia de potencial entre estos.

Los condensadores pueden ser conectados en serie o en paralelo (similar a las resistencias en métodos experimentales), de aquí se pueden obtener las capacitancias equivalentes como:

$$C_{serie} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{C_i} \right)^{-1} \quad C_{paralelo} = \left(\sum_{i=1}^N C_i \right)$$

Energía en condensadores: La energía acumulada en un condensador formado por dos conductores de cargas Q y $-Q$, a una diferencia de potencial ΔV puede calcularse como:

$$U = \frac{Q\Delta V}{2} = \frac{C\Delta V^2}{2} = \frac{Q^2}{2C}$$

Ley de Ohm

Existen dos versiones de la ley de Ohm, una a nivel microscópico y otra a nivel macroscópico.

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}$$

Microscópica

$$V = RI$$

Macroscópica

Resumen

Ley de Biot-Savart

La ley de Biot-Savart nos permite calcular campos magnéticos según las corrientes presentes, ya que los campos magnéticos son producidos por corrientes. Esta ley nos dice que:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{I} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d\vec{l}'$$

donde:

- $\vec{B}(\vec{r})$ es el campo magnético en el punto \vec{r} .
- μ_0 es la permeabilidad del vacío.
- \vec{I} es el vector corriente.
- \vec{r}' es el vector de posición del elemento de corriente.
- $d\vec{l}'$ es el elemento de longitud del conductor.
- $\vec{r} - \vec{r}'$ es el vector que une el elemento de corriente con el punto donde se calcula el campo.

Para el caso en que se tengan densidades de corriente, ya sea superficiales o volumétricas, la ley de Biot-Savart se modifica a:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \frac{\vec{K}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS'$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV'$$

Ley de Ampère

De la ley de Biot-Savart se tiene que:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$

Esta ley tiene la ventaja de que nos permite lidiar con problemas de alta simetría, tal como sucedía con la ley de Gauss. En virtud del teorema de Stokes se tiene que:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{enc}}$$

Donde I_{enc} es:

$$I_{\text{enc}} = \iint \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

Luego, si se tiene alta simetría en el problema, se puede obtener la dirección del campo magnético con la regla de la mano derecha. Así, la integral es fácil de resolver y se puede despejar el campo magnético.

P1)

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 J_0 r}{2} \left(1 - \frac{r}{2a^2}\right) \hat{\phi} = B_\phi$$

Como ya conocemos \vec{B} , dentro del cilindro, podemos conocer la densidad de corriente usando la forma diferencial de la Ley de Ampère

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$

En coordenadas cilíndricas

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \hat{r} & r\hat{\phi} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \phi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\mu_0 J_0 r}{2} \left(1 - \frac{r^2}{2a^2}\right) & 0 \end{vmatrix} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \hat{r} & r\hat{\phi} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \phi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\mu_0 J_0 r^2}{2} \left(1 - \frac{r^2}{2a^2}\right) & 0 \end{vmatrix}$$

$$= \frac{1}{r} \left[\hat{r} \left(\frac{\partial 0}{\partial \phi} - \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \right) - r\hat{\phi} \left(\frac{\partial 0}{\partial r} - \frac{\partial 0}{\partial z} \right) + \hat{z} \left(\frac{\partial B_\phi}{\partial r} - 0 \right) \right]$$

$$= \frac{1}{r} \left[\hat{z} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_0 J_0 r^2}{2} \left(1 - \frac{r^2}{2a^2}\right) \right) \right]$$

$$= \frac{\mu_0 J_0}{2r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 - \frac{r^4}{2a^2} \right) \hat{z} = \frac{\mu_0 J_0}{2r} \left(2r - \frac{4r^3}{2a^2} \right) \hat{z}$$

$$= \frac{\mu_0 J_0}{2r} \left(2r - \frac{2r^3}{a^2} \right) \hat{z}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 J_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \hat{z} = \mu_0 \vec{J}$$

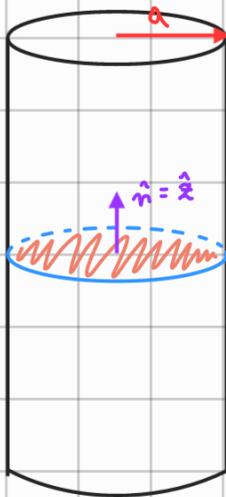
=>

$$\vec{J} = J_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \hat{z}$$

Para la intensidad de corriente lo que hacemos es encontrar el flujo de corriente que atraviesa a toda la sección transversal del cilindro, es decir calculamos la integral de flujo sobre la sección transversal del cilindro

$$I = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

En este caso la sección transversal es un círculo con un radio igual al de la tubería, por lo tanto



$$I = \int_0^{2\pi} \int_0^a J_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \hat{z} \cdot \hat{z} r dr d\varphi$$

$$I = 2\pi J_0 \int_0^a r - \frac{r^3}{a^2} dr$$

$$= 2\pi J_0 \left(\frac{r^2}{2} - \frac{r^4}{4a^2} \right) \Big|_0^a$$

$$= 2\pi J_0 \left(\frac{a^2}{2} - \frac{a^4}{4a^2} \right)$$

$$= \pi J_0 a^2 \left(1 - \frac{1}{2} \right)$$

$$I = \frac{\pi J_0 a^2}{2}$$

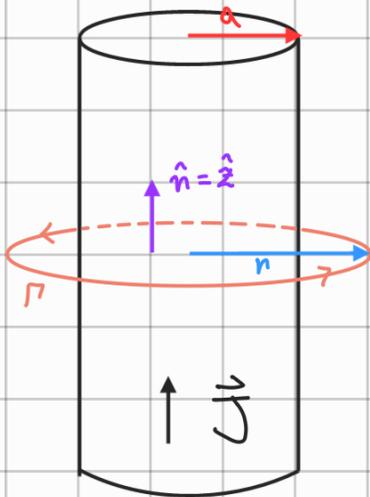
b)

Por la simetría del problema podemos calcular el campo magnético en el exterior haciendo uso de la Ley de Ampère en su forma integral

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{enl.}}$$

Como queremos conocer el campo fuera del tubo, hacemos un camino amperiano circular de radio $r > a$ que enlace toda la corriente



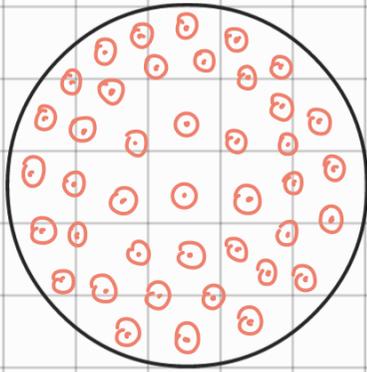
Notemos que este camino enlaza toda la corriente que fluye dentro de la tubería, pero este valor ya lo calculamos antes en la parte anterior, por lo que ya conocemos el lado derecho de la ecuación

$$I_{\text{enl.}} = \frac{\pi J_0 a^2}{2}$$

Ahora debemos calcular la integral de la izquierda, pero antes determinemos qué forma debe tener el campo magnético.

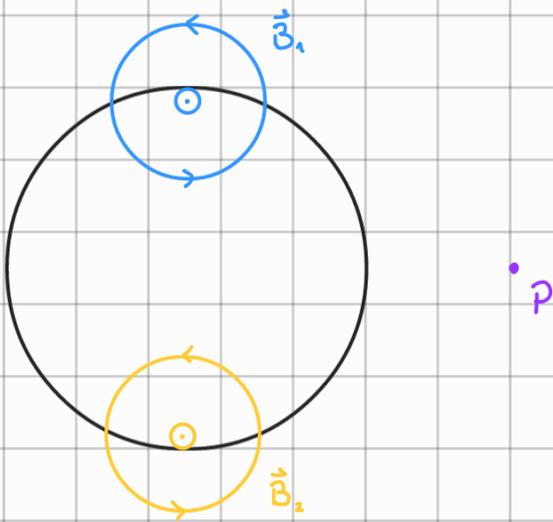
Notemos que la corriente fluye únicamente en el sentido \hat{z} además su intensidad solo depende de la coordenada radial.

Aunque la densidad de corriente es continua, podemos pensar en esta como un cúmulo de muchos alambres delgados por los que fluye corriente, con esta idea en mente, si hacemos un corte transversal de la tubería veríamos lo siguiente

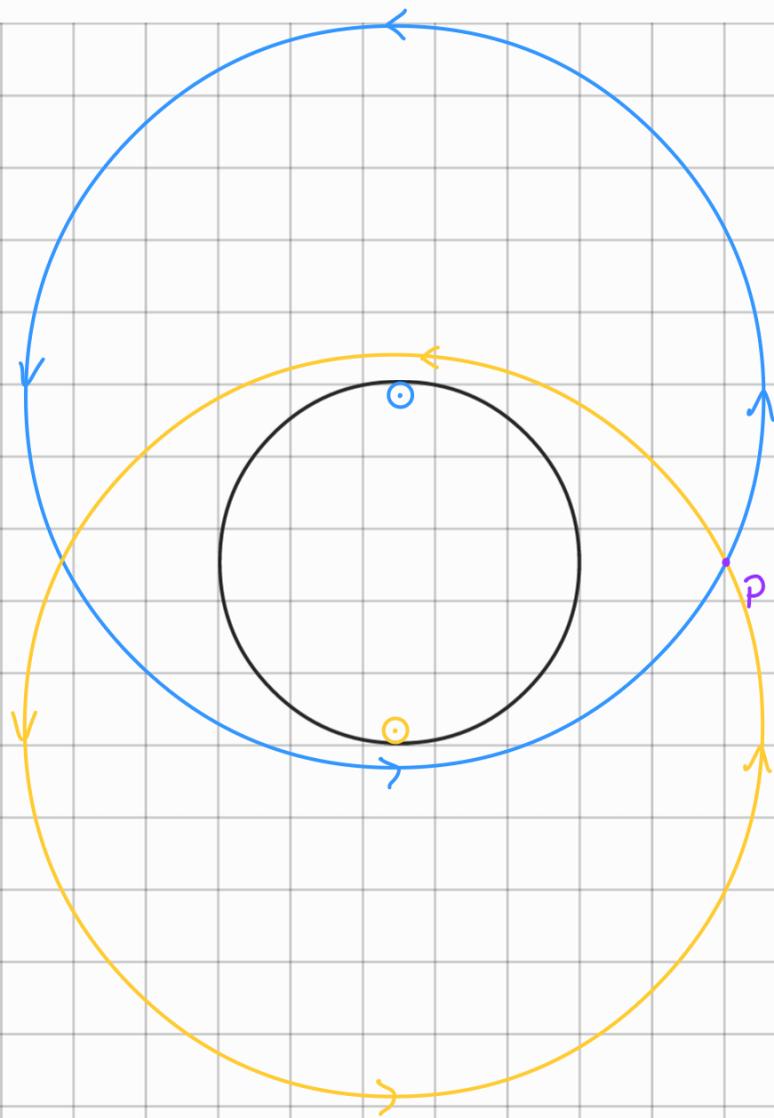


La idea sería que hubieran una infinidad de cables infinitamente pequeños transportando corriente, pero como que me costaría dibujar eso.

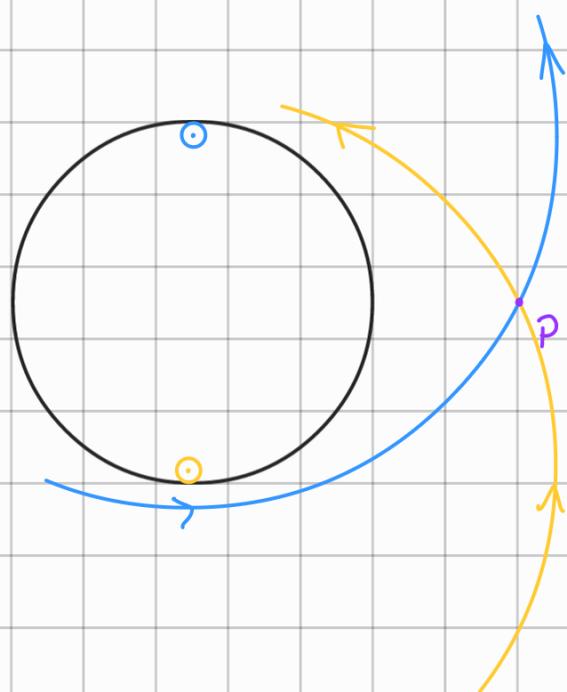
Ahora pensemos en el campo que generan 2 de estos cablecitos ubicados en extremos opuestos dentro del tubo en algún punto P



Cada cable genera su propio campo magnético \mathbf{B} que se envuelve a su alrededor. Para ver como es el campo generado por cada cable en el punto P , vamos a extender dicha líneas de campo



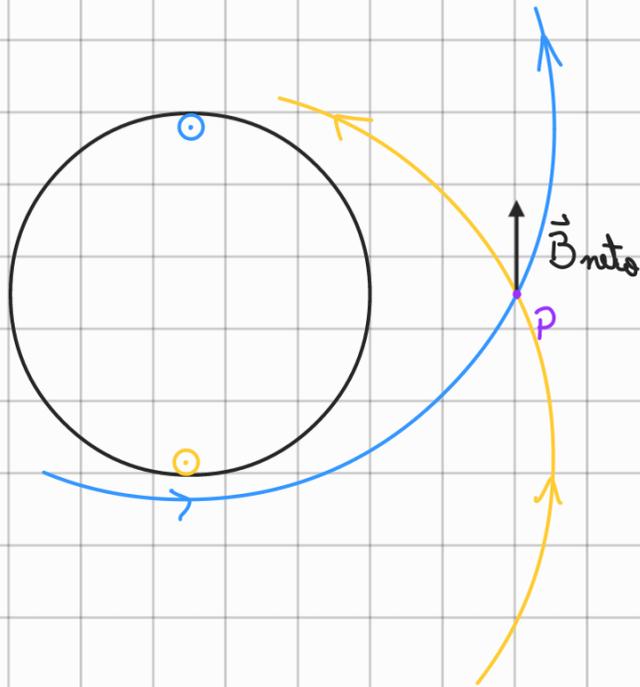
El dibujo es algo complicado, es una mejor idea quedarse con el comportamiento de los campos cerca de P .



Vemos que justo en el punto P los campos se comportan de esta manera



Como el campo total es la suma de cada uno, el campo neto solo será una flecha que apunta directo hacia arriba.



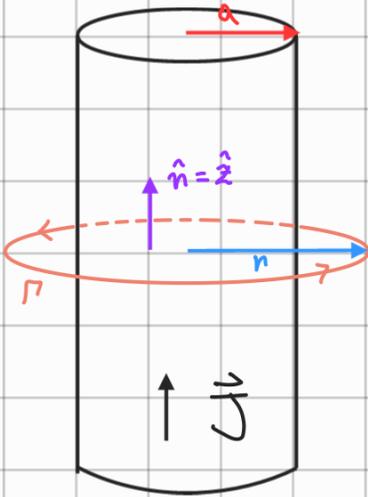
Y si bien solo usamos 2 puntos (o cablecitos) para este análisis, esto se puede extender para todos los otros cablecitos que hay entre los 2 que elegimos. Por otro lado, si ahora pusiéramos nuestro punto P en la parte superior en vez de el lado derecho, veríamos que el \mathbf{B} apunta hacia la izquierda, ahora en vez de tomar 2 cables en los extremos superior e inferior, solo debe tomar 2 cables en los extremos laterales, o simplemente puede girar la hoja y ver que una vez que el punto este en la parte superior, el \mathbf{B} neto que ya dedujimos apunta hacia la izquierda. De hecho, si va girando la hoja, verá que para cada punto alrededor del cilindro, el campo neto apunta de forma paralela a la superficie del tubo, este sentido en el que apunta \mathbf{B} es precisamente $\hat{\phi}$

$$\vec{B} = B(r) \hat{\phi}$$

Sabiendo esto, podemos hacer uso de la forma integral de la Ley de Ampère para resolver

$$\oint_{\Gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{encl.}}$$

Como dijimos anteriormente, nuestro camino amperiano Γ será un círculo de radio $r > a$ orientado en $\hat{\phi}$.



En este caso, el diferencial de camino se puede escribir como

$$d\vec{l} = \hat{\phi} r d\phi$$

Y ahora solo reemplazamos todo lo que sabemos en la Ley de Ampère

Recordando también que $I_{\text{encl.}} = \frac{\pi J_0 a^2}{2}$

$$\int_0^{2\pi} \underbrace{B(r)} \underbrace{\hat{\phi} \cdot \hat{\phi}}_{=1} \underbrace{r}_{\text{cancela}} d\phi = \mu_0 \frac{\pi J_0 a^2}{2}; \quad B(r) \text{ no depende de } \phi, \text{ lo sacamos}$$

$$B(r) r \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{\mu_0 \pi J_0 a^2}{2}$$

$$B(r) r 2\pi = \frac{\mu_0 \pi J_0 a^2}{2}$$

$$B(r) = \frac{\mu_0 J_0 a^2}{4r}$$

Y por los argumentos de simetría que ya expusimos, concluimos con el sentido del campo magnético.

$$\vec{B}(r) = \frac{\mu_0 J_0 a^2}{4r} \hat{\varphi}$$

c)

Ahora debemos suponer que además del flujo de corriente dentro del tubo, tenemos otro flujo de corriente (uniforme) por la superficie de este, tal que esta nueva corriente provoque un nuevo campo magnético \vec{B}_2 que anule el que ya calculamos fuera de la tubería, o sea

$$\vec{B}_1(r > a) + \vec{B}_2 = 0$$

Como ya vimos, el flujo de corriente al interior del tubo fluye hacia arriba, entonces si queremos anular el campo al exterior de la tubería, la corriente superficial deberá moverse en el sentido opuesto, es decir

$$\vec{K} = K_0(-\hat{z}) = -K_0\hat{z}$$

Por otro lado, gracias a los mismos argumentos de simetría que vimos antes, sabemos que el campo que generará esta nueva corriente tendrá la siguiente forma

$$\vec{B}_2 = B_2(r)\hat{\varphi}$$

Por lo que podemos despejar \vec{B}_2 en función de K_0 usando Ampère nuevamente, con el mismo camino Γ de antes

$$\int_0^{2\pi} B_2(r)\hat{\varphi} \cdot \hat{\varphi} r d\varphi = \mu_0 I_{\text{enl}}^{(2)}$$

$$2\pi r B_2(r) = \mu_0 I_{\text{enl}}^{(2)}$$

Ahora solo necesitamos la nueva corriente enlazada. Notemos que una densidad de corriente volumétrica J atraviesa una superficie plana, entonces si ahora tenemos una densidad superficial K , esta ya no atraviesa una superficie, sino una línea. Notemos que si "bajamos una dimensión" en la corriente, es de decir, de corriente volumétrica a superficial, también bajamos una dimensión en lo que esta corriente atraviesa, de un plano a una línea.

Como en este caso la corriente K fluye por el borde del cilindro, la línea que atraviesa es el círculo asociado a este borde, el cual tiene un perímetro igual a $2\pi a$, y como la corriente K es uniforme, la corriente enlazada solo será la corriente por el largo de la línea que atraviesa, es decir

$$I_{\text{enl}}^{(2)} = -K_0 \cdot l = K_0 \cdot 2\pi a$$

$$I_{\text{enl}}^{(2)} = -2\pi a K_0$$

Se agrega el signo menos porque la corriente fluye hacia abajo.

Reemplazando en Ampère

$$\cancel{2\pi r} B_2(r) = -\mu_0 \cancel{2\pi a} K_0$$

$$B_2(r) = \frac{-\mu_0 a K_0}{r}$$

Y por la simetría

$$\vec{B}_2(r) = \frac{-\mu_0 a K_0}{r} \hat{\phi}$$

Recordemos que lo que queremos determinar es K tal que

$$\vec{B}_1(r > a) + \vec{B}_2 = 0$$

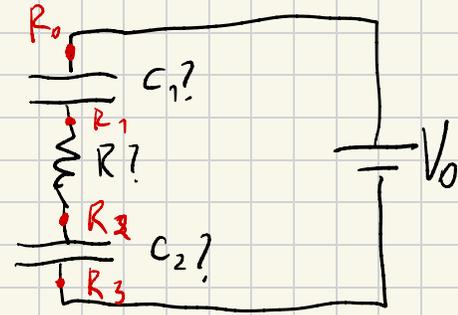
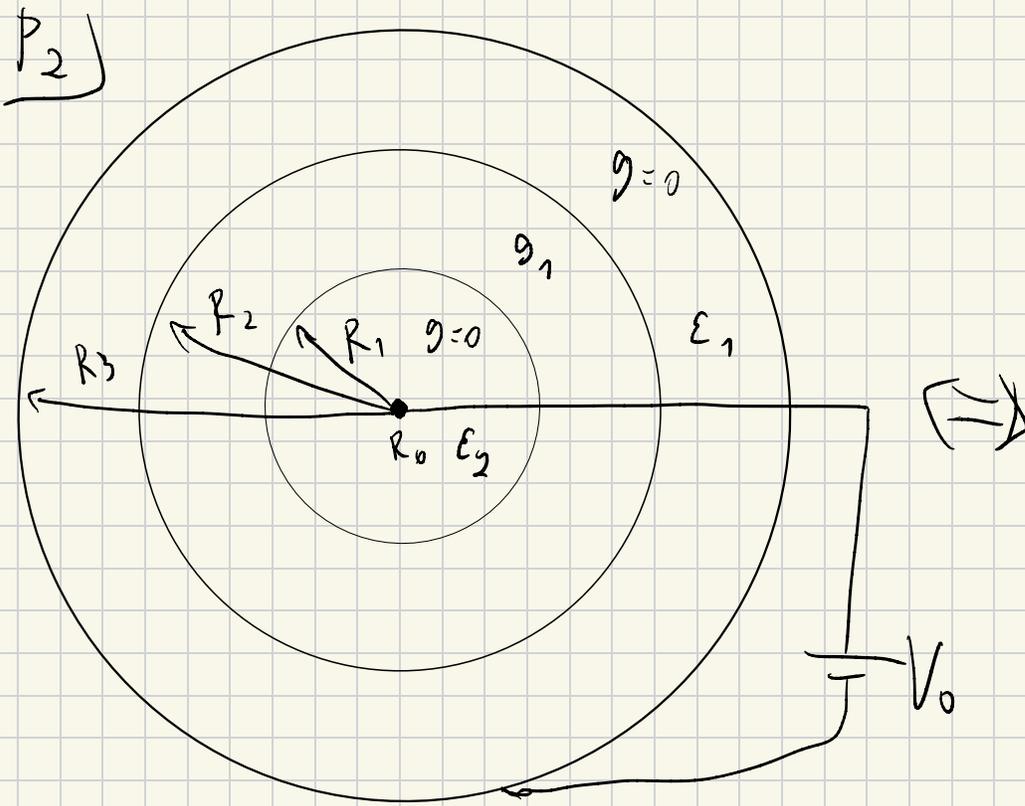
$$\vec{B}_2 = -\vec{B}_1(r > a)$$

$$\frac{-\mu_0 a K_0}{r} \hat{\varphi} = \frac{-\mu_0 J_0 a^2}{4r} \hat{\varphi} \quad / \cdot \hat{\varphi}$$

$$+K_0 = +\frac{J_0 a}{4}$$

$$K_0 = \frac{J_0 a}{4}$$

$$\therefore \vec{K} = -\frac{J_0 a}{4} \hat{z}$$

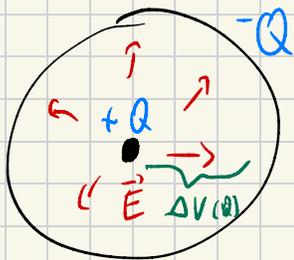


El sistema electrico que se nos presenta corresponde a un circuito RC. Donde entre R_0 y R_1 existe un condensador, entre R_1 y R_2 una resistencia y entre R_2 y R_3 de nuevo un condensador.

Debemos encontrar los valores de capacitancia y resistencia del circuito para obtener la corriente que circula por el.

Capacitancia ($R_0 - R_1$):

Para sacar la capacidad de un condensador debemos imponer una carga en los terminales arbitraria y calcular el potencial que se genera por esta carga para finalmente dividir la carga por el potencial para que nos de una constante que no depende de las condiciones electricas.



Asumamos una carga $+Q$ en la esfera R_0 y $-Q$ en el casquete R_1 : La carga $+Q$ provocara un campo entre los terminales, sin embargo la carga $-Q$ no nos alterara el campo dentro del casquete por simetria.

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_1 r^2} \hat{r} \quad \forall r \in [R_0, R_1] \rightarrow \text{Campo de una carga puntual,}$$

Con el \vec{E} calculamos ΔV :

$$\Delta V = - \int_{R_0}^{R_1} \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_{R_0}^{R_1} \frac{Q}{4\pi\epsilon_1 r^2} \hat{r} \cdot d\vec{r} \hat{r}$$

$$= - \frac{Q}{4\pi\epsilon_1} \int_{R_0}^{R_1} \frac{1}{r^2} dr$$

$$Q = CV$$

$$\Delta V(Q) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_1} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right) \text{ tomamos el valor positivo}$$

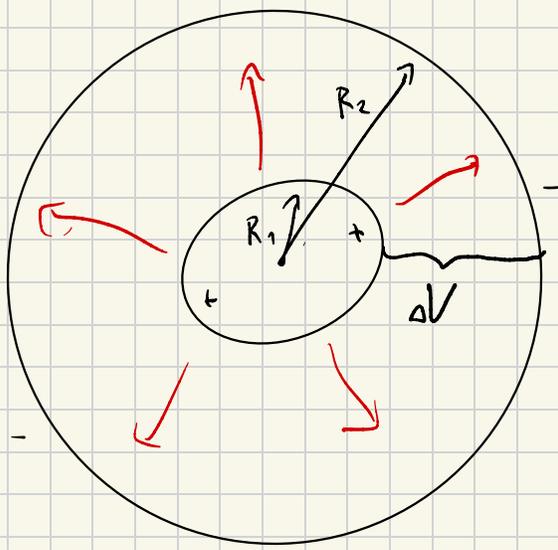
$$C_{R_0-R_1} = \frac{Q}{\Delta V(Q)} = Q \cdot \frac{4\pi\epsilon_1}{Q \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0} \right)} = \frac{4\pi\epsilon_1}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0}}$$

Notemos que el proceso para calcular la capacitancia entre R2 y R3 es analogo:

$$C_{R_2-R_3} = \frac{4\pi\epsilon_1}{\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_3}}$$

Resistencia $R_1 - R_2$:

Ahora calculemos la resistencia que existe entre R1 y R2. Para esto debemos imponer una diferencia de potencial arbitrario entre los terminales del conductor y calcular la corriente que se produce debido al potencial. Finalmente se divide la corriente al potencial impuesto para quedarnos con una constante que no depende de las condiciones electricas.



Al imponer un potencial entre R_1 y R_2 de magnitud V , debe haber un campo entre los casquetes que explique este potencial. Por geometría esférica sabemos la naturaleza de este campo.

$$\vec{E} = \frac{A}{r^2} \hat{r} \quad \text{con } A \text{ cte desconocida}$$

Obtenemos el valor de A :

$$V = - \int_{R_1}^{R_2} \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

$$d\vec{l} \text{ conveniente} = d\vec{r}$$

$$= - \int_{R_1}^{R_2} \frac{A}{r^2} \hat{r} \cdot d\vec{r}$$

$$= -A \int_{R_1}^{R_2} \frac{1}{r^2} dr$$

$$V = A \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

$$\Rightarrow A = \frac{V}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}}$$

$$\Rightarrow \vec{E} = \frac{V}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} \frac{1}{r^2} \hat{r}$$

Campo que explica el potencial V impuesto.

Ahora que conocemos el campo podemos calcular la densidad de corriente J y con esto la corriente.

$$\vec{J} = g \vec{E} = \frac{gV}{\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) r^2} \hat{r}$$

$$I = \int \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

La densidad de corriente J circula uniformemente a travéz de una area transversal igual a una esfera entre R_1 y R_2 .

$$d\vec{S} = r^2 \sin(\varphi) d\theta d\varphi \hat{r}$$

$$I = J \int r^2 \sin(\varphi) d\theta d\varphi dt = J \cdot \text{Area esfera}$$

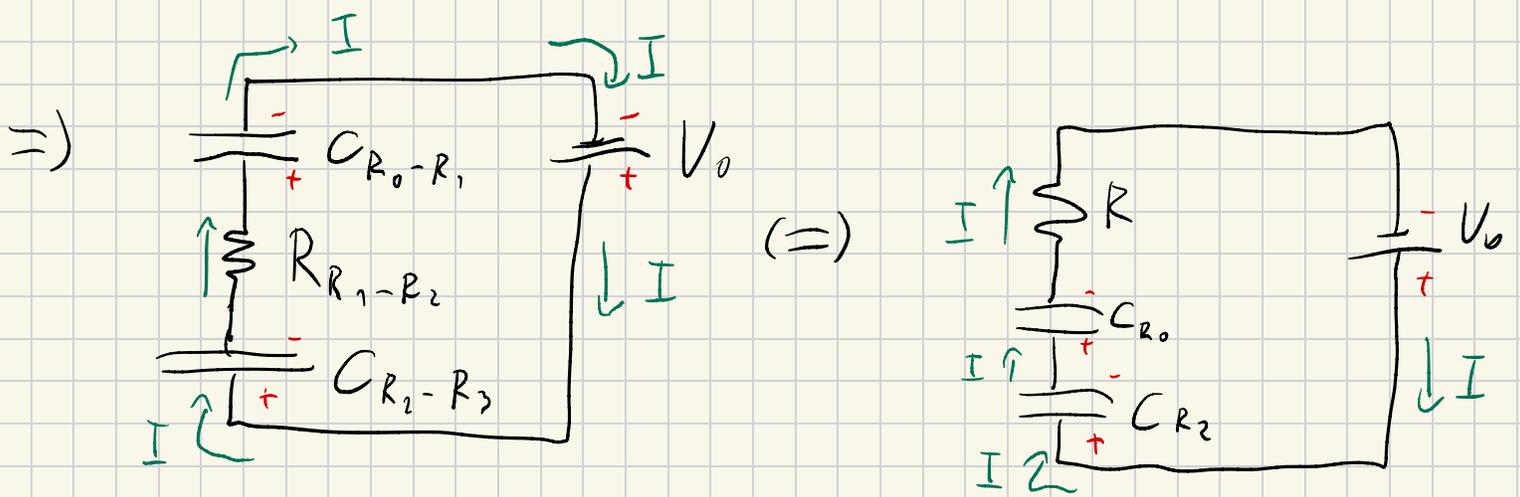
$$I = \frac{gV}{\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) r^2} 4\pi r^2$$

$$I(V) = \frac{gV 4\pi}{\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$

$$\Rightarrow R = \frac{V}{I} = V \cdot \frac{\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}{gV 4\pi}$$

$$R_{R_1-R_2} = \frac{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}}{g 4\pi}$$

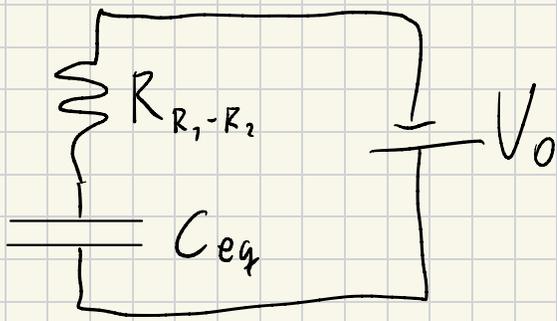
Notemos que es constante y positiva. Además no depende de las condiciones eléctricas sino de la geometría y de las características del material.



Al conectar R_0 y R_3 a una fuente de poder de magnitud V_0 correrá una corriente por el circuito en serie.

Esta corriente será la misma que la del circuito equivalente que nos queda al calcular la capacitancia equivalente.

Circuito equivalente:



C_{eq} = Suma en serie de C_{R_0} y C_{R_2}

$$C_{eq} = \left(\frac{1}{C_{R_0}} + \frac{1}{C_{R_2}} \right)^{-1}$$

$$C_{eq} = \frac{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_2}}{4\pi\epsilon_1} + \frac{\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_3}}{4\pi\epsilon_0} = \frac{\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_3}}{4\pi\epsilon_1}$$

Una vez que obtenemos el circuito con una capacitancia y una resistencia usamos la EDO característica del circuito RC en serie:

$$\dot{V}_c(t) + \frac{1}{RC} V_c(t) = \frac{V_{in}}{RC} \quad \text{con } V_{in} = V_0 \quad \left(\begin{array}{l} \text{Fuente} \\ \text{de} \\ \text{Poder} \end{array} \right)$$

con $V_c(t)$ el potencial entre las placas

del condensador.

Al resolver la EDO obtenemos solución homogénea $V_c^h(t)$ y particular $V_c^p(t)$

$$V_c^h(t) = A e^{-\frac{t}{RC}} \quad \text{con } A \text{ una cte}$$

$$V_c^p(t) = B \quad B \text{ una cte.}$$

Reemplazamos $V_c^p(t)$ en la edo:

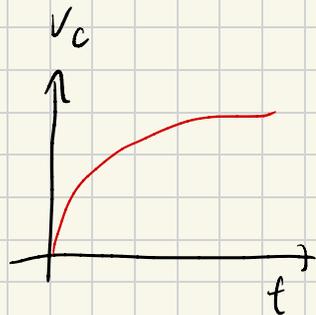
$$\frac{dB}{dt} + \frac{B}{RC} = \frac{V_0}{RC} \Rightarrow B = V_0 = V_c^p(t)$$

Con la particular aplicamos condiciones iniciales:

$$V_c(0) = 0 = V_c^h(0) + V_c^p(0) = A e^{-\frac{0}{RC}} + V_0 = 0$$

$$\Rightarrow A = -V_0$$

$$\Rightarrow V_c(t) = V_c^h(t) + V_c^p(t) = V_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}})$$



La corriente que carga el condensador es igual a la que pasa por la resistencia pues estos están conectados en serie.

$$I_R = I_C$$

También sabemos que la corriente que carga el condensador produce un incremento en el potencial de este de la siguiente manera:

$$I_c = C \frac{dV_c}{dt} \quad \text{y } V_c(t) \text{ la conocemos}$$

$$I_c = I_R = C \frac{d}{dt} (V_0 (1 - e^{-\frac{t}{RC}}))$$

$$\Rightarrow I_R = C \frac{V_0}{RC} e^{-\frac{t}{RC}}$$

$$\Rightarrow I_R = \frac{V_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}}$$

