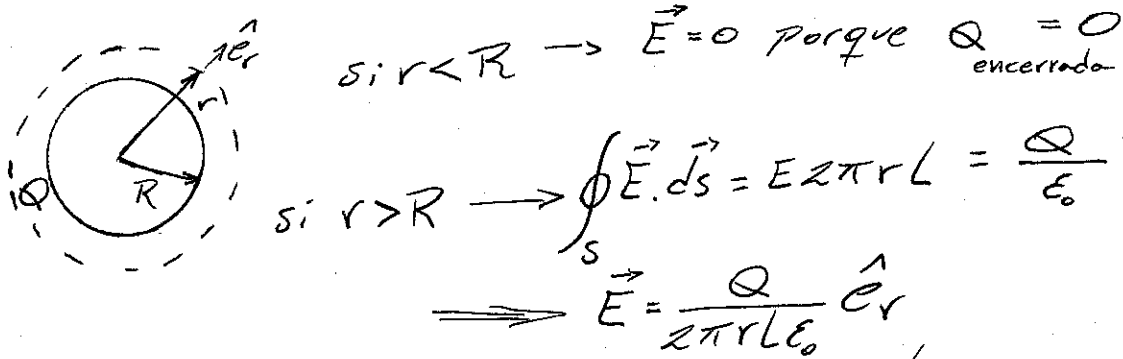
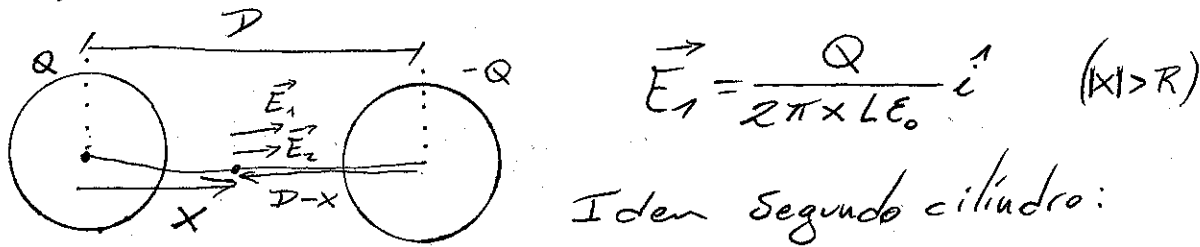


1a) Se utiliza una superficie gaussiana cilíndrica cuyo eje coincide con el del cilindro cargado.



1b) Campo del primer cilindro en la línea que une los centros:



$\vec{E}_2 = \frac{+Q}{2\pi(D-x)L\epsilon_0} \hat{i} \quad \begin{cases} (x < D-R) \\ (x > D+R) \end{cases}$

Dentro cilindro 1

$\vec{E} = \frac{+Q}{2\pi(D-x)L\epsilon_0} \hat{i}$

$\vec{E}_{\text{total}} = \frac{Q}{2\pi L \epsilon_0} \left[\frac{1}{x} + \frac{1}{D-x} \right] \hat{i}$

Dentro cilindro 2

$\vec{E} = \frac{Q}{2\pi x L \epsilon_0} \hat{i}$

1c) El potencial sobre los ejes es igual al de la superficie del cilindro pues no hay campo dentro.

$$V = -\int_0^D \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\int_R^D E_1 dx - \int_0^{D-R} E_2 dx$$

$$= \frac{-Q}{2\pi L \epsilon_0} \int_R^D \frac{dx}{x} - \frac{Q}{2\pi L \epsilon_0} \int_0^{D-R} \frac{dx}{D-x}$$

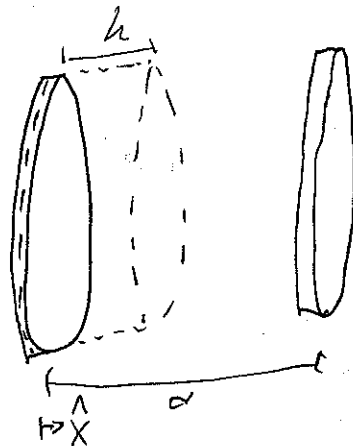
$$V = \frac{Q}{2\pi L \epsilon_0} \left[\ln\left(\frac{D}{R}\right) - \ln\left(\frac{R}{D}\right) \right] = \frac{Q}{\pi L \epsilon_0} \ln\left(\frac{D}{R}\right)$$

2a) Superficie gaussiana cilíndrica de radio a y lado $h < d$, con los tapas paralelas a las placas.

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = E \pi a^2 = \frac{Q}{\epsilon_0} \rightarrow \vec{E} = \frac{Q}{\pi a^2 \epsilon_0} \hat{x}$$

$$V = - \int \vec{E} \cdot d\vec{l} = Ed$$

$$Q = VC \rightarrow \boxed{C = \frac{Q}{V} = \frac{\pi a^2 \epsilon_0}{d}}$$



2b) $\tilde{Z} = R + \frac{1}{j\omega C}$; $|Z| = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$; $\arg(Z) = \arctg\left(\frac{-1}{\omega RC}\right)$

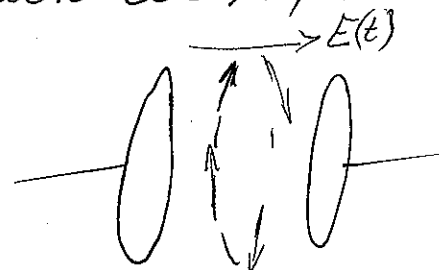
$$\tilde{I} = \frac{\tilde{V}}{\tilde{Z}} = \frac{V_0}{|Z|} e^{-j\phi} \quad / \quad \phi = \arg(Z) = \arctg\left(\frac{-1}{\omega RC}\right)$$

$$I(t) = \text{Re}[\tilde{I} e^{j\omega t}] = \frac{V_0}{|Z|} \text{sen}(\omega t - \phi)$$

$$\Rightarrow \boxed{E(t) = \frac{V_c(t)}{d} = \frac{1}{d} \text{Re}\left[\frac{\tilde{I}}{j\omega C} e^{j\omega t}\right] = \frac{V_0}{d|Z|\omega C} \text{sen}\left(\omega t - \phi - \frac{\pi}{2}\right)}$$

2c) Tomar un anillo ampericano de radio a cuyo plano es paralelo a las placas del capacitor.

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i_d = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} = 2\pi a B$$



$$\frac{d\Phi_E}{dt} = \pi a^2 \frac{dE}{dt} = \frac{\pi a^2 V_0}{d|Z|C} \cos\left(\omega t - \phi - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\Rightarrow \boxed{B = \frac{\mu_0 V_0}{|Z| 2\pi a} \cos\left(\omega t - \phi - \frac{\pi}{2}\right)}$$

tangente a la circunferencia de radio a y sentido de acuerdo

a la regla de la mano derecha.

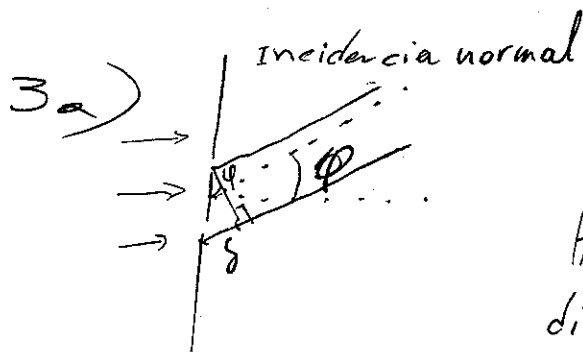
$$2d) \vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \wedge \vec{B} = \frac{V_0^2 \sin(\omega t - \phi - \frac{\pi}{2}) \cos(\omega t - \phi - \frac{\pi}{2}) \hat{e}_r}{|Z|^2 2\pi^2 a^3 \epsilon_0 \omega}$$

$$= \frac{-V_0^2 \sin(2\omega t - 2\phi)}{|Z|^2 4\pi^2 a^3 \epsilon_0 \omega}$$

$$\sin(2x) = 2 \sin(x) \cos(x)$$

$$\sin(x - \frac{\pi}{2}) = -\cos(x)$$

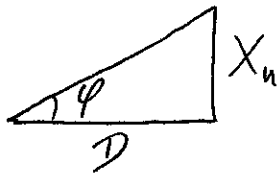
$$\cos(x - \frac{\pi}{2}) = \sin(x)$$



La diferencia de caminos entre los rayos es: $\delta = d \sin \phi$

Habrán máximos de interferencia cuando la diferencia de caminos iguale múltiplos enteros de λ :

$$\Rightarrow d \sin \phi = n \lambda; n \in \mathbb{Z}$$



$$\text{tg } \phi = \frac{X_n}{D} = \sin \phi = \frac{n \lambda}{d}$$

↑
ángulos
pequeños

$$\Rightarrow \boxed{X_n = \frac{D \lambda}{d} n}$$

3b) si $\theta_0 \neq 0$ el camino óptico de ambos rayos debe ser igual en el máximo principal: $d \sin \theta_0 = d \sin \phi_0$

$$\frac{X_0}{D} = \sin \phi_0 = \sin \theta_0 \rightarrow \theta_0 = \arcsin\left(\frac{X_0}{D}\right)$$

3c) Debe retrasarse el rayo inferior para compensar el retraso del rayo superior, por lo que el vidrio va en la rendija inferior.

3d) El retraso espacial impuesto por la lámina de vidrio es $e(n_v - 1)$, siendo e su espesor.

$$\Rightarrow e(n_v - 1) = d \operatorname{sen} \theta_0$$

$$e = \frac{d \operatorname{sen} \theta_0}{n_v - 1}$$