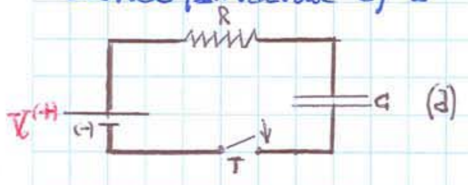
4 giugno 2007 lunedì – FISICA 2 – prof. MORESCO MAURIZIO h 18:15 ÷ 19:15

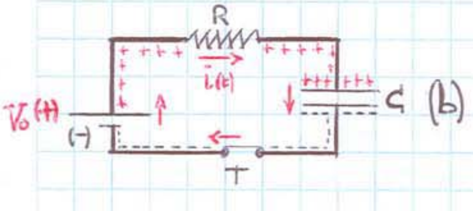
lezione n° 15 di 20

CARICA/SCARICA CONDENSATORE

Torniamo indietro per un momento nel programma e riesaminiamo il seguente circuito ove presente un generatore q di FEM che assicura una V = COSTANTE, un resistore R, un interruttore T inizialmente aperto, ed un condensatore C inizialmente scarico (situazione a) –



Al tempo $t=0$ l'interruttore T viene chiuso (situazione b) ed il generatore preleva delle cariche dal polo negativo e le trasferisce al positivo (+), queste fluiscono nel circuito attraverso il resistore R ed arrivano al condensatore C. Al condensatore compaiono dunque delle cariche (+)q e (–)q, ed il processo continua sino a quando la carica del condensatore non raggiunge il valore massimo



$$\underline{q_0 = C V_0}$$ massima carica del condensatore

Esaminiamo più attentamente quanto accade nel tempo dt –

Nel circuito carica e corrente sono legati dalla nota legge $\underline{dq = i(t)dt}$, e, per la costruzione del sistema la variazione di carica al condensatore è pari a quella del circuito $\underline{dq_{cond.} = dq_{circ.}}$. Al tempo stesso il generatore compie un lavoro che sappiamo valere

$dW = V_0\, dq$ lavoro che può essere messo in relazione alla corrente dal I° principio della termodinamica $\underline{dW = dQ + dU}$,

dove $\underline{dQ = Ri^2 dt}$ = calore prodotto dall'effetto JOULE visto nella I legge OHM

dove $\underline{dU_e = q\dfrac{dq}{C}}$ = variazione energia potenziale $\boxed{U_e = \dfrac{q^2}{2C}} = \dfrac{1}{2}qV = \dfrac{1}{2}CV^2$

nella variazione di energia potenziale è opportuno considerare $\frac{q^2}{2C}$ perché le $\Delta U_e = \frac{1}{2}q\Delta V = \frac{1}{2}C(V_f^2 - V_i^2)$ sono legati anche a variazioni di potenziale che si registrano durante la carica del condensatore. Mettendo insieme il tutto si ottiene

$$dW = dQ + dU_e \Rightarrow V_0\, dq = Ri^2 dt + q\frac{dq}{C} = Ri(i dt) + q\frac{dq}{C}$$
$$= Ri\, dq + q\frac{dq}{C}$$

$$\boxed{V_0 = Ri(t) + \frac{q(t)}{C}}$$ EQUAZIONE FONDAMENTALE DEL CIRCUITO

Attenzione che nella equazione data sia la corrente $i(t)$ che la carica $q(t)$ variano nel tempo sino a che il condensatore non è carico –

Devo ora trovare il modo di esplicitare la corrente avendo però la carica $q(t)$ non in funzione del tempo; i modi qui per risolvere il problema sono diversi, noi si sceglie di derivare la funzione rispetto al tempo, avendo cura però al termine di reintrodurre il parametro V_0 perché in $\frac{dV_0}{dt} = 0$ "sparisce"

$$\frac{dV_0}{dt} = 0 = R\frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C}\frac{dq(t)}{dt} = \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{RC}\underbrace{\frac{dq(t)}{dt}}_{i(t)} \nearrow \frac{di(t)}{dt} + i(t)\frac{1}{RC} = 0$$

$$\frac{di(t)}{dt} = (-)\, i(t)\frac{1}{RC} \longrightarrow \underline{\frac{di(t)}{i(t)} = (-)\frac{1}{RC}dt}$$

ora basta integrare l'equazione tra l'istante $t_0 = 0$ ed un qualsiasi momento t

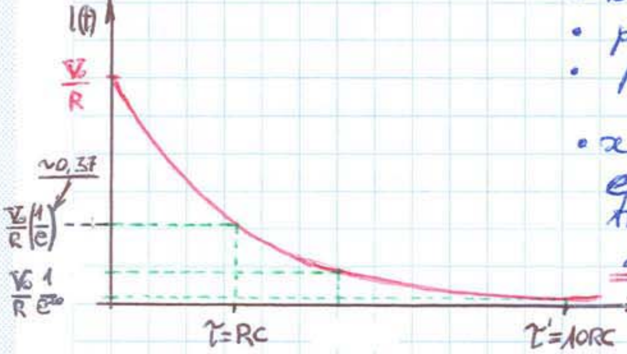
$$\int_{i(0)}^{i(t)} \frac{di}{i} = \ln \frac{i(t)}{i(0)} = \int_0^t (-)\frac{1}{RC}\,dt = (-)\frac{1}{RC}\,t$$

$$\Downarrow$$

$$\frac{i(t)}{i(0)} = e^{(-)\frac{t}{RC}} \longrightarrow \underline{i(t) = i(0)\, e^{(-)\frac{t}{RC}}}$$

elevando tutto alla potenza e "scompare" il $\ln$; inoltre a circuito aperto $i=0$ perché $V=0=Ri$ ma appena chiuso T in $i(0)$ prima ancora che le cariche fluiscano nel circuito, ho una frazione infinitesimale di tempo per cui $i(0) = V_0/R$; tale osservazione permette di "recuperare" il parametro V_0 "perso" in fase iniziale del calcolo quando si è derivato $\frac{dV_0}{dt} = 0$

$$\boxed{i(t) = \frac{V_0}{R}\, e^{(-)\frac{t}{RC}}}$$



Le considerazioni che si possono fare sono le seguenti

- la dimensione di $RC = [s]$ secondi
- per $t=0 \Rightarrow i(0) = V_0/R$
- per $t \to \infty \Rightarrow i(t) \to 0$ la corrente non si annulla mai ed il processo di carica continua infinitamente
- se per $t = RC \to i(t) = \frac{V_0}{R} e^{-1} \simeq \frac{V_0}{R} 0{,}37$ considerato $t' = 10RC$ $e^{-10} \simeq 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cioè la corrente anche se non nulla assume valori trascurabili cioè: il processo PER APPROSSIMAZIONE può ritenersi concluso dopo un tempo di $t = 10RC$

Immediata è ora la soluzione del circuito; infatti introducendo il risultato ottenuto nella

$$V_0 = R\,i(t) + \frac{q(t)}{C} = R\frac{V_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}} + \frac{1}{C} q(t) = V_0 e^{(-)\frac{t}{RC}} + \frac{1}{C} q(t)$$

$$CV_0 - CV_0 e^{-\frac{t}{RC}} = q(t) \longrightarrow \boxed{q(t) = CV_0\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)}$$

$\to$ se $t=0 \to q(0) = 0$
$\to$ se $t = \infty \to q(\infty) = CV_0$

Mentre il potenziale misurato rispettivamente al condensatore vale

$$V_{cond} = \frac{q}{C} = \frac{CV_0}{C}\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \to \boxed{V_{cond}(t) = V_0\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)}$$

$\to$ se $t=0 \to V_c(0) = 0$
$\to$ se $t = \infty \to V_c(\infty) = V_0$

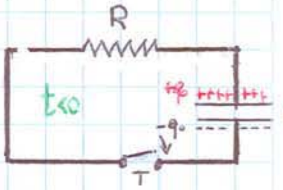
infine rimane da calcolare il potenziale del resistore, ricorrendo alla legge di OHM

$$V_R = Ri = R\frac{V_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}} \longrightarrow \boxed{V_R(t) = V_0 e^{-\frac{t}{RC}}}$$

$\to$ se $t=0 \to V_R(0) = V_0$
$\to$ se $t = \infty \to V_R(\infty) = 0$

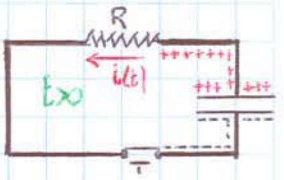
SCARICA

Analogamente a quanto visto sopra, se nel circuito vi è un condensatore C con carica iniziale q_0, un resistore R ed un interruttore T, se



SITUAZIONE a

l'interruttore T è APERTO nel circuito $i(0) = V(0) = 0$ mentre il condensatore $\boxed{V_C(0) = \frac{q}{C}}$



SITUAZIONE b

all'istante $t=0$ chiudo l'interruttore e le cariche si muovono dall'armatura a potenziale maggiore (+) a quella a potenziale minore (−) con legge

$$i = (-)\frac{dq}{dt} \to \frac{dq}{dt} = (-)\frac{V_R}{R} = (-)\frac{V_C}{R} = (-)\frac{q}{RC} \longrightarrow$$

$$\boxed{q(t) = q_0\, e^{-\frac{t}{RC}}}$$

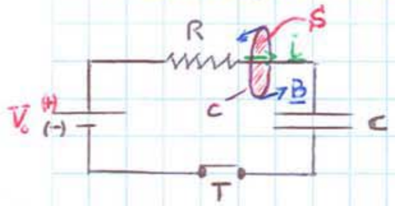
$$\boxed{V_C = \frac{q_0}{C} e^{-\frac{t}{RC}} = V_0 e^{-\frac{t}{RC}}}$$

$$\boxed{i(t) = \frac{q_0}{RC} e^{-\frac{t}{RC}} = \frac{V_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}}}$$

Notare che in questo caso vale $V_{condensatore} = V_{resistore}$

LEGGE AMPERE - MAXWELL

Consideriamo ora ancora il circuito con il generatore di FEM $= V_0$, il resistore R, l'interruttore T chiuso, ed il condensatore C.



Supposto nel circuito transiti la corrente $\underline{i}$ il conduttore filiforme che congiunge i vari elementi (C, R, S, T) genera un campo magnetico $\underline{B}$ con intensità inversamente proporzionale alla distanza R dal filo indefinito e rettilineo stesso (legge BIOT-SAVART), le cui linee sono circonferenze concentriche.

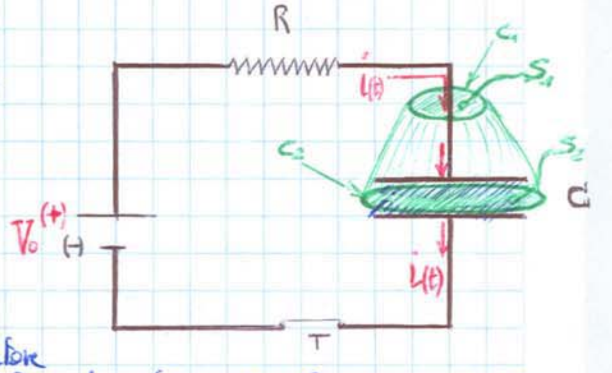
Se a tale situazione vogliamo applicare la legge di AMPERE, considerata la superficie S che poggia sul circuito CHIUSO C, vale

$\oint \underline{B} \cdot d\underline{s} = \mu_0 i_c$ ove i_c è la corrente di conduzione concatenata alla linea C su cui si calcola la circuitazione del campo magnetico $\underline{B}$

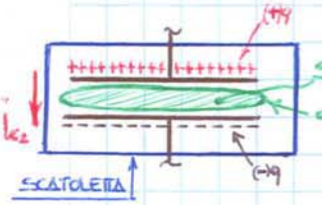
In regime di corrente stazionaria i_c è costante nelle varie sezioni, ma può variare da sezione a sezione, e per la S_1 generica sezione vale

$$i = \frac{dq}{dt} \longrightarrow \underbrace{J = \frac{di}{ds} = \frac{dq}{dt}\frac{1}{ds} = \frac{i}{ds}}_{} \longrightarrow J\,ds = i \longrightarrow \underbrace{i_{c_1} = \int_{S_1} \underline{J} \cdot \underline{u_N}\, ds}_{}$$

Se calcoliamo l'integrale $\oint \underline{B}\, d\underline{s}$ su qualsiasi superficie che si appoggi sul circuito chiuso C_1 il suo risultato non è nullo perché c'è l'intensità di corrente $i_{c_1}(t)$ variabile nel tempo che attraversa il filo e chiamiamo CORRENTE DI CONDUZIONE $= i_{c_1}$



Se calcoliamo l'integrale $\oint \underline{B}\, d\underline{s}$ su qualsiasi superficie che si appoggi sul circuito chiuso C_2 il suo risultato è nullo perché non incontra alcun filo se interposta tra le armature del condensatore



In realtà, su un'armatura del condensatore si verifica una variazione di carica sia in fase di carica che di scarica $\frac{dq}{dt}$ corrispondente ad una corrente i_c, che nel complesso sappiamo misurare come $V = \frac{q}{C}$, se pensiamo al condensatore inserito in una "scatoletta"; chiameremo CORRENTE DI SPOSTAMENTO $= i_{c_2}$

La corrente di spostamento è legata alla variazione del campo elettrico $\underline{E}$ misurato tra le pareti del condensatore attraverso la seguente relazione

$$\underbrace{i_{c_2} = \int_{S_2} \varepsilon_0 \frac{d\underline{E}}{dt} \underline{u_N}\, ds}_{}$$

Per soddisfare il regime di stazionarietà vale

$$\boxed{i_c = i_{c_1} + i_{c_2} = \underbrace{\int_{S_1} \underline{J}\,\underline{u_N}\, ds}_{\text{CORRENTE DI CONDUZIONE}} + \underbrace{\int_{S_2} \varepsilon_0 \frac{d\underline{E}}{dt} \underline{u_N}\, ds}_{\text{CORRENTE DI SPOSTAMENTO}}}$$

corrente lungo un tratto di circuito in regime stazionario

Ecco allora che se in un sistema considero la superficie delimitata dalle basi S_1 ed S_2, in essa la condizione di stazionarietà è garantita dalla $i_c = i_{c_1} + i_{c_2}$ (tanta corrente vi entra e tanta ne esce) e l'integrale $\oint \underline{B}\, d\underline{s}$ si calcola come

$$\boxed{\oint \underline{B}\, d\underline{s} = \mu_0 \left[\int_{S(c)} \left(\underline{J} + \varepsilon_0 \frac{d\underline{E}}{dt} \right) \underline{u_N}\, ds \right]}$$

Legge di AMPERE - MAXWELL

La legge di Ampere - Maxwell stabilisce i campi magnetici sono prodotti sia dalle correnti di conduzione che da variazioni temporali del campo elettrico.

EQUAZIONI di MAXWELL

Se ripercorriamo lo studio sino a qui condotto possiamo riassumere il tutto nelle 4 seguenti equazioni

EQUAZIONI MAXWELL

$$\oint_S \underline{E} \cdot \underline{u}_n \, ds = \frac{q_i}{\varepsilon_0}$$ ← LEGGE di GAUSS — stabilisce un legame tra carica elettrica e campo elettrico

$$\oint_S \underline{B} \, \underline{u}_n \, ds = 0$$ ← AUTOFLUSSO — cioè il campo magnetico è sempre solenoidale e non esistono cariche magnetiche libere

$$\oint_c \underline{E} \cdot d\underline{s} = (-) \frac{\partial}{\partial t} \int_{S(c)} \underline{B} \, \underline{u}_n \, ds$$ ← LEGGE di FARADAY — un campo magnetico variabile nel tempo $(-)\frac{d\phi(B)}{dt}$ è sorgente di un campo elettrico

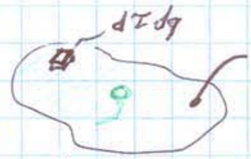
$$\oint_c \underline{B} \, d\underline{s} = \mu_0 \left[\int_{S(c)} \left(\underline{J} + \varepsilon_0 \frac{d\underline{E}}{dt} \right) \underline{u}_n \, ds \right]$$ ← LEGGE di AMPERE-MAXWELL — le sorgenti del campo magnetico sono
1) • le correnti di conduzione (nei fili-forni)
2) • le variazioni temporali del campo elettrico (nei condensatori)

DIVERGENZA del CAMPO ELETTRICO

Torniamo qui ad occuparci della legge di GAUSS, ma facciamolo ora nella così detta forma locale; in via del tutto generale attraverso una superficie chiusa S vale

$$\oint_S \underline{E} \, \underline{u}_n \, ds$$

se però faccio tendere a zero la superficie S→0 arrivo al punto che nel suo interno non trovo più cariche (anche se puntiformi) e l'integrale si annulla, la fisica supera la matematica.



$$\oint_{S \to 0} \underline{E} \, \underline{u}_n \, ds = 0$$

Fissato dunque un volumetto infinitesimo $d\tau$, la densità di carica vale

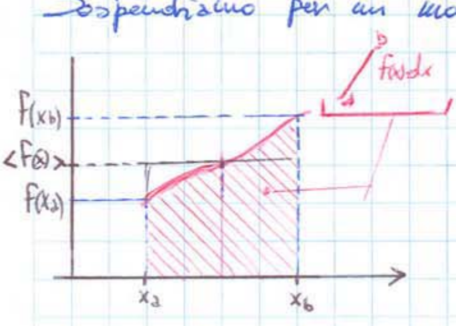
$$\rho = \frac{dq}{d\tau} \quad \rightarrow \quad \underline{dq = \rho \, d\tau}$$ ecco che le cariche contenute in un generico volume τ di base S si misurano in

$$q_i = \int_{\tau(S)} dq = \int_{\tau(S)} \rho \, d\tau$$

Introducendo il tutto nella legge di GAUSS risulta

$$\oint_S \underline{E} \, \underline{u}_n \, ds = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{\tau(S)} \rho \, d\tau$$

Sospendiamo per un momento lo sviluppo matematico in corso, e ricordiamo qui che l'interpretazione geometrica dell'integrale è la superficie del sottografico compreso tra i punti x_a ed x_b, e che esiste un teorema che passa sotto il nome di valor medio per cui



$$\text{AREA} = \int_a^b f(x) \, dx = \langle f(x) \rangle \cdot (x_b - x_a)$$ ove $\langle f(x) \rangle$ = valor medio

ecco che l'integrale del volume τ si scrive $\int_{\tau(S)} \rho \, d\tau = \tau \cdot \langle \rho \rangle$

Riprendendo il calcolo sopra e dividendo tutto per τ si ottiene

$$\frac{1}{\tau} \int_S \underline{E} \, \underline{u}_n \, ds = \frac{1}{\tau} \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{\tau(S)} \rho \, d\tau = \frac{1}{\tau} \frac{1}{\varepsilon_0} \tau \langle \rho \rangle$$

ora nell'ultimo membro scritto il volume τ non è più in gioco ed inoltre se $\tau \to 0$ la densità media tende al valore locale $\langle \rho \rangle \to \rho$

Eseguiamo dunque un passaggio al limite ed otteniamo

$$\underbrace{\lim_{\tau\to 0}\frac{1}{\tau}\int_S \underline{E}\,\underline{u}_n\, ds}\; = \lim_{\tau\to 0}\frac{\langle q\rangle}{\varepsilon_0} = \underbrace{\frac{\rho}{\varepsilon_0}}$$

ora ci si pone la domanda se tale limite esista e se valga esattamente il risultato proposto !!!

La risposta è positiva, il limite esiste e vale proprio ρ/ε_0 ed assume il nome di

$$\boxed{\mathrm{div}\,\underline{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}}$$

DIVERGENZA CAMPO ELETTRICO = I^a EQUAZIONE di MAXWELL

in analogo modo si perviene al calcolo di $\boxed{\mathrm{div}\,\underline{B} = 0}$ DIVERGENZA CAMPO MAGNETICO = II^a EQUAZIONE di MAXWELL

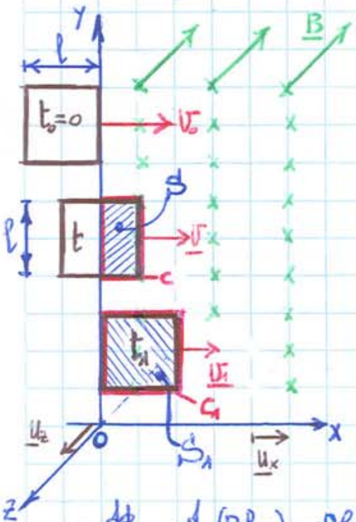
e se infine facciamo riferimento ad un sistema cartesiano (x, y, z) vale (e non lo dimostreremo)

$$\boxed{\mathrm{div}\,\underline{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}}$$

ESERCIZIO n° 8.4 pagina 230

Una spira conduttrice quadrata, di lato $b = 20$ cm, massa $m = 4$ gr, resistenza $R = 25\,\Omega$, si muove senza attrito sul piano x, y con velocità costante $v_0 = 0{,}04$ m/s.
Per $x > 0$ esiste un campo magnetico uniforme e costante di valore $B = 0.5$ T e la spira entra in questa regione all'istante $t = 0$; il verso del campo $\underline{B}$ è indicato nella figura sottoriportata. Calcolare
a) la velocità $\underline{v}$ della spira in funzione della distanza x
b) la velocità $\underline{v}_1$ della spira quando è completamente entrata nel campo magnetico
c) l'energia dissipata W nella spira tra l'istante $t = 0$ e l'istante in cui è completamente entrata.

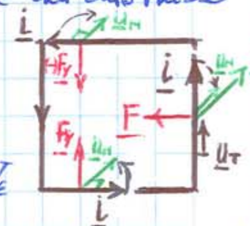
RISOLVO



$l = 20$ cm
$m = 4$ g
$v_0 = 0{,}04$ m/s
$R = 25\,\Omega$

Accade che quando la spira entra nel campo magnetico inizia a concatenare un flusso di questo; la superficie $\underline{S = l\cdot x}$ aumenta man mano che la spira si "immerge" nel campo $\underline{B}$ sino ad un massimo $\underline{S_1 = l^2}$.
L'equazione che pone in relazione la superficie S che attraverso C concatena il campo magnetico $\underline{B}$ è quella dell'auto flusso

$$\underbrace{\Phi(\underline{B})} = \oint_S \underline{B}\,\underline{u}_n\, ds = \oint_S B\,\underline{u}_n\cdot\underline{u}_n\, ds = B\oint_S ds = \underbrace{Bl\,x}$$



Mentre l'equazione che relaziona flusso $\Phi(\underline{B})$ con potenziale V_E

$$(-)\frac{d\Phi}{dt} = (-)\frac{d}{dt}(Bl\,x) = (-)Bl\frac{dx}{dt} = \underline{(-)Bl\,v_x} = V_E$$

considerato qui che all'avanzare della spira nel campo $\underline{B}$ è in aumento, per LENZ V_E ci si oppone dunque $\underline{i \text{ spira} = \text{ANTIORARIA}}$, per regola vite destrogira

Ecco che la forza $\underline{F}$ dovuta alla corrente $\underline{i}$, annullandosi le componenti $(+)\underline{F}_y$ e $(-)\underline{F}_y$ dai lati orizzontali per la II^a legge di LAPLACE si calcola come

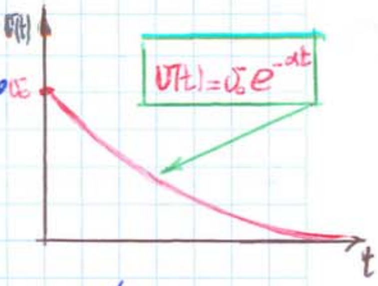
$$\underline{F} = i\,\underline{u}_T\times\underline{B}\cdot l = i\,l\,B\,(-)\underline{u}_x \quad \text{ma per la legge di OHM} \Rightarrow V_E = Ri \rightarrow i = V_E/R = \frac{Bl\,v_x}{R}$$

$$\underbrace{\underline{F}_x = (-)\,\underline{u}_x\,\frac{B^2 l^2}{R}\,v_x}$$

ma dalla meccanica "classica" $\underline{F} = m\underline{a} = m\frac{d\underline{v}}{dt}$
e considerato che forza e moto sono paralleli ad asse x
posso scrivere che

$*\ \boxed{F_x = -\frac{B^2l^2v_x}{R} = m\frac{dv}{dt}} \longrightarrow \frac{dv}{v} = -\overbrace{\left(\frac{B^2l^2}{mR}\right)}^{\alpha}dt = -\alpha dt \longrightarrow \int_{v_0}^{v}\frac{dv}{v} = (-)\alpha\int_0^t dt \Rightarrow \ln\frac{v}{v_0} = (-)\alpha t$

elevando tutto alla funzione esponenziale e^x si ottiene che la velocità varia nel tempo $v(t)/v_0 = e^{-\alpha t}$ con legge esponenziale come meglio rappresentato nel diagramma a fianco, si noti che $v=0$ solo per $t\to\infty$



Ma noi vogliamo v_x in funzione dello spazio perciò ripartendo dalla equazione della meccanica * posso scrivere

$$(-)\frac{B^2l^2}{R}v_x = (-)\frac{B^2l^2}{R}\frac{dx}{dt} = m\frac{dv}{dt} \hookrightarrow dv = (-)\overbrace{\left(\frac{B^2l^2}{mR}\right)}^{\alpha}dx = -\alpha\, dx$$

$$\int_{v_0}^{v} dv = (-)\alpha\int_0^x dx \Rightarrow v(x) = v_0 - \frac{B^2l^2}{mR}x$$

risposta quesito (a)

è questa l'equazione di una retta ove se $v(x)=0$

$$x_0 = v_0\frac{mR}{B^2l^2}$$

La spira in $x=x_0$ raggiunge velocità $v(x_0)=0$, ma considerato che $v(x)=0$ solo per $t\to\infty$ tale punto NON sarà mai raggiunto, è questo il principio del freno ELETTRICO nel nostro caso

$$x_0 = \frac{4\cdot10^{-3}\cdot\cancel{2}}{\cancel{2}\cdot10^{-2}\cdot\cancel{4\cdot10^{-3}}} = 4\cdot10^{-1}\,m = 40\,cm$$

La spira si fermerebbe dopo 40cm dal suo ingresso in B

Per avere la velocità in $x=l$ basta sostituire sopra i valori

$$v_1 = v(l) = v_0 - \frac{B^2l^2}{mR}l = v_0 - \frac{B^2l^3}{mR} = 4\cdot10^{-2} - \frac{25\cdot10^{-2}\cdot8\cdot10^{-3}}{4\cdot10^{-3}\cdot25} = 4\cdot10^{-2} - 2\cdot10^{-2} = v_1 = 0{,}02\ m/s$$

risposta quesito (b)

Qui va osservato che se $l = \frac{1}{2}x_0$ e la velocità $v(x)$ ha legge lineare, giustamente $v_1 = \frac{1}{2}v_0$

Infine per l'energia dissipata non posso usare $W = \int_0^\infty (Ri)dt$ perché $t\to\infty$ non permette la soluzione dell'integrale, ma posso usare ΔE_k

$$W = \frac{1}{2}mv_0^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 = \frac{1}{2}m(v_0^2 - v_1^2) = 2\cdot10^{-1}\cdot4\cdot10^{-2}(16\cdot10^{-4} - 4\cdot10^{-4}) = W_{el} = 2{,}4\cdot10^{-6}\,J$$

risposta quesito (c)

LEGGE di FELICI

Dall'esercizio appena svolto, posso chiedermi qual è la carica totale q che ha percorso la spira dall'istante $t=0$ all'istante $t=t_1$, cioè a che è completamente dentro

$$q = \int dq = \int_{t_1}^{t_2} i(t)\,dt$$

ma ricordando OHM $i = \frac{V_E}{R}$ e FARADAY $i = \frac{V_E}{R} = \frac{1}{R}\frac{d\phi(B)}{dt}$ ove si è qui trascurato il segno (-) perché non rilevante

$$= \int_{t_1}^{t_2}\frac{1}{R}\frac{d\phi}{\cancel{dt}}\cancel{dt} = \frac{1}{R}\int_{t_1}^{t_2}d\phi(B) = \frac{1}{R}\left(\Phi_{finale} - \Phi_{iniziale}\right) \longrightarrow \boxed{q = \frac{\Phi_i - \Phi_f}{R}}$$

LEGGE di FELICI

Notare che nella relazione conclusiva il segno (-) è stato reintrodotto. Nell'esercizio proposto

$$\begin{cases} \Phi_i = 0 & \text{perché la spira non è soggetta ad alcun campo magnetico in } t=0 \\ \Phi_F = B\cdot S = Bl^2 = 0{,}5\cdot0{,}04 = 0{,}02\,Tm^2 = 0{,}02\,Wb & \text{perché } \begin{cases} B = \text{COSTANTE} \\ B \perp S \end{cases} \end{cases}$$

introducendo i valori nella legge di FELICI si ottiene

$$q = \frac{0-0{,}02}{25} = (-)\,8\cdot10^{-4}\,C$$

quesito fuori esercizio

*** probabile domanda per II^a prova scritta