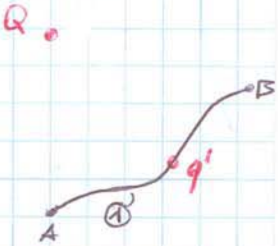
23 aprile 2007 lunedì - FISICA 2 prof. MARESCO MAURIZIO 18:15 ÷ 19:45

Riassumiamo brevemente quanto visto nella lezione precedente — Lezione n° 3 di 20



- Considerati due punti A e B, lungo un generico percorso la carica puntiforme ~~statica~~ Q esercita una forza ~~elettrostatica~~ sulla carica q' che si misura in $\underline{F_e} = q'\underline{E}$ ove $\underline{E}$ = campo elettrico
- Il lavoro prodotto per trasportare la carica puntiforme q' dal punto A al punto B, lungo il percorso ① vale, e soggetto all'interazione con la carica Q

$$W_{AB} = \text{①}\int_A^B \underline{F_e}\,d\underline{s} = \text{①}\int_A^B q'\underline{E}\,d\underline{s} = q'\,\text{①}\int_A^B \underline{E}\,d\underline{s}$$

- Si può definire tensione elettrica tra due punti A e B, soggetti al campo elettrico $\underline{E}$ generato dalla carica puntiforme Q come

$$V_{AB} = V_A - V_B = \frac{W_{AB}}{q'} = \text{①}\int_A^B \underline{E}\,d\underline{s}$$ e si misura in volt $[V] = \frac{[J]}{[C]}$

- SOLO per il caso elettrostatico è stata definita la funzione d.d.p. (potenziale) $= \boxed{\Phi = K_e \frac{Q}{r}}$ e con esso si è dimostrato che vale

$$(-)\text{d.d.p} = V_{AB} = V_A - V_B = \boxed{\Phi_A - \Phi_B = \int_A^B \underline{E}\,d\underline{s}}$$ ove l'integrale può essere calcolato lungo un QUALSIASI percorso congiungente A con B

- SOLO per il caso elettrostatico si è visto che il lavoro per spostare la carica puntiforme q' dal punto A al punto B, lungo un qualsiasi percorso, prodotto dal campo elettrico $\underline{E}$ generato dalla forza statica e puntiforme Q vale

$$W_{AB} = q'V_{AB} = q'(\Phi_A - \Phi_B) = q'\cdot(-)\text{ddp} = (-)q'(V_B - V_A)$$

- Sappiamo inoltre che per il campo elettrico $\underline{E} = K_e \frac{Q}{r^2}\underline{u_r}$, sempre solo per il caso elettrostatico, la funzione potenziale è definita a meno di una costante

$\Phi = \frac{K_eQ}{r} + c$ la quale scompare nella ddp $\Phi_B - \Phi_A = \frac{K_eQ}{r_B} + \cancel{cost} - \frac{K_eQ}{r_A} - \cancel{cost} = \frac{K_eQ}{r_B} - \frac{K_eQ}{r_A}$

ed inoltre per la funzione potenziale vale il principio di sovrapposizione degli effetti

$$\underline{E} = \underline{E_1} + \underline{E_2} + \dots + \underline{E_n} \longrightarrow \Phi = \sum_{i=1}^{n} \frac{K_eQ_i}{r_i} + \text{COST}$$

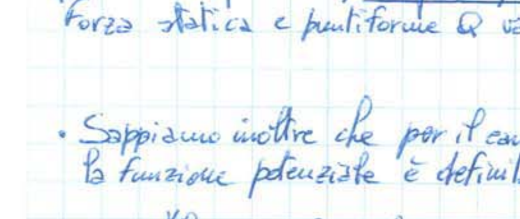
il che ci permette di calcolare la funzione potenziale in 2 modi:

$\rightarrow \Phi_B - \Phi_A = \sum_{i=1}^{n} \frac{K_eQ_i}{r_{Bi}} - \frac{K_eQ_i}{r_{Ai}}$

$\rightarrow \Phi_B - \Phi_A = -\int_A^B \underline{E}\,d\underline{s}$

Guardiamo ora ad alcuni esempi significativi di calcolo della funzione potenziale

ESEMPIO 1: ANELLO (2.6 pag 41)



Una carica Q è distribuita uniformemente su un sottile anello di raggio R; calcolarne il potenziale elettrostatico lungo l'asse x passante per il centro dell'anello

So che la carica infinitesima dq alla distanza r dal punto P produce un potenziale $d\Phi = \frac{K_e dq}{r}$ (conosco carica e sua distanza)
Il flusso totale è la Σ sommatoria di tutti i dΦ sull'intero anello

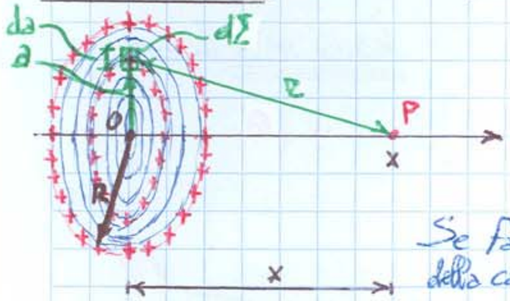
$$\Phi = \oint d\Phi = \oint \frac{K_e dq}{r} = \frac{K_e}{r}\oint dq = \boxed{\frac{K_eQ}{r} = \Phi} \rightarrow \text{ma vale } r = \sqrt{R^2 + x^2} \text{ perciò}$$

$$\boxed{\Phi = \frac{K_eQ}{\sqrt{R^2+x^2}}}$$

funzione potenziale anello lungo asse x

$$\begin{cases} \text{se } x = 0 \Rightarrow \Phi_{max} = \frac{K_eQ}{R} \\ \text{se } x = \infty \Rightarrow \Phi_{min} = 0 \end{cases}$$

ESEMPIO 2 : DISCO (2.7 pag 42)



Un disco sottile di raggio R ha una carica distribuita Q uniformemente su tutta la superficie.
Calcolare il potenziale elettrostatico ed il campo elettrico lungo l'asse passante per O del disco

Se facciamo riferimento all'intera superficie del disco $S = \pi R^2$, l'ammontare della carica permette di definire la densità superficiale della stessa

$$\sigma = \frac{Q}{S} = \frac{Q}{\pi R^2} \left[\frac{C}{m^2}\right] = \frac{dq}{ds} \longrightarrow \underline{dq = \sigma ds = \frac{Q}{\pi R^2} ds}$$

perciò per un tratto infinitesimo di superficie $d\Sigma$ si misura una carica

A questo punto conosco quanto vale la carica infinitesima dq conosco la sua distanza $r = \sqrt{a^2+x^2}$ dal generico punto P situato sull'asse, il potenziale espresso da tale carica vale

$$d\Phi = \frac{K_e dq}{r} = \frac{K_e dq}{\sqrt{a^2+x^2}} = \frac{K_e \sigma ds}{\sqrt{a^2+x^2}} = \frac{K_e \sigma 2\pi a\, da}{\sqrt{a^2+x^2}}$$

ove si è indicato con a il raggio medio della superficie $d\Sigma$ di spessore da; l'aver definito con da lo spessore di $d\Sigma$ permette di dire che l'anello con tale spessore e raggio a ha superficie pari ad $\underline{ds = 2\pi a\, da}$, perciò si scrive che $d\Phi$ vale

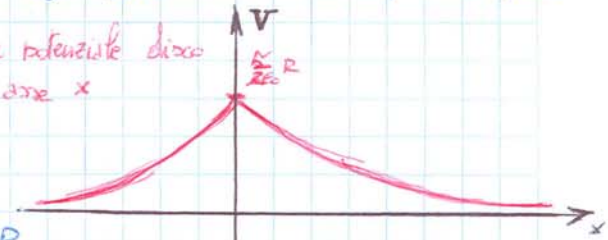
Ora se faccio variare $0 \le a \le R$ e sommo tutti i contributi infinitesimi $d\Phi$ ottengo il potenziale cercato

$$\Phi = \int_0^R d\Phi = \int_0^R K_e \frac{\sigma 2\pi a}{\sqrt{a^2+x^2}} da = K_e \sigma \pi \int_0^R \frac{2a}{\sqrt{a^2+x^2}} da = K_e \sigma \pi \int_0^R \frac{1}{\sqrt{a^2+x^2}} d(a^2+x^2) = K_e \sigma \pi \left(2\sqrt{a^2+x^2}\right)\Big|_{a=0}^{a=R} =$$

$$= \boxed{\Phi = K_e 2\pi \sigma \left(\sqrt{R^2+x^2} - x\right) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(\sqrt{R^2+x^2} - x\right)}$$

$$\left(\frac{2\pi\sigma}{2\cdot 4\pi\varepsilon_0}\right)$$

Funzione potenziale disco lungo asse x



Per il grafico si nota che: per $x = 0 \longrightarrow \Phi_{max} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} R$
per $x = \infty \longrightarrow \Phi_{min} = 0$

Passiamo dunque al calcolo del **campo** elettrico $\underline{E}$, posso procedere in due distinti modi:

1) • supporre il disco formato da tante superfici $d\Sigma$ infinitesimali la cui carica vale $dq = \sigma ds$ e per ciascuna di esse sommare il contributo del campo elettrico formato $d\underline{E}$

2) • sfruttare la conoscenza che il campo elettrico di un anello vale $\underline{E} = K_e \frac{Q x}{(R^2+x^2)^{3/2}} \underline{u}_x$, e pensare il disco formato da tanti anelli infinitesimi con $Q = dq$ ed $a = R$ e sommarne tutti i contributi

Considerato che il I° metodo appare troppo laborioso, seguiamo il II°; in tal caso ogni anello del disco produce un campo elettrico infinitesimale pari ad

$$dE = K_e \frac{dq\, x}{(a^2+x^2)^{3/2}} = K_e \frac{\sigma ds\, x}{(a^2+x^2)^{3/2}} = K_e \frac{\sigma 2\pi a\, da\, x}{(a^2+x^2)^{3/2}}$$

Integriamo questa come segue

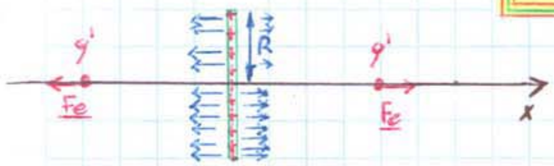
$$E = \int_0^R dE = \int_0^R (K_e \sigma \pi x) \frac{2a\, da}{(a^2+x^2)^{3/2}} = K_e \sigma \pi x \int_0^R (a^2+x^2)^{-3/2} d(a^2+x^2) = K_e \sigma \pi x \left((-)2 (a^2+x^2)^{-1/2}\right)\Big|_{a=0}^{a=R} =$$

considerato che vale

$$= \boxed{2K_e \sigma\pi \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right)} = \boxed{K_e = 10^{-7} c^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}} = 2\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sigma \pi \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right) \Rightarrow \boxed{E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right)}$$

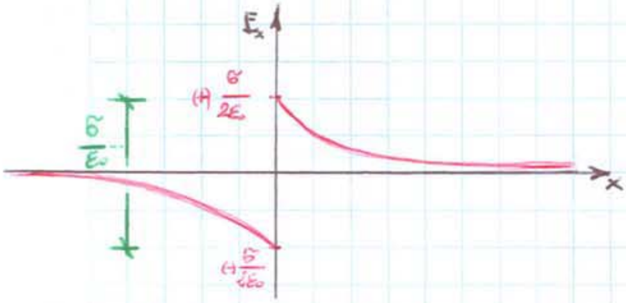
$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$

In termini vettoriali si scrive $\boxed{\mathbf{E} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right) \mathbf{u}_x}$ CAMPO ELETTRICO DI UN DISCO con densità di carica $\boxed{\sigma = \frac{Q}{\pi R^2}}$ carica totale Q e raggio R



se il verso di $\underline{u}_x$ è concorde con l'asse x se $x>0$
se il verso di $\underline{u}_x$ è discorde con l'asse x se $x<0$ $\Big\} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right) > 0$

Volendo infine tracciare un grafico per il campo elettrico si nota che



se $x \to \infty$ $\quad E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{R^2}{x^2}}}\right) \to 0$

se $x \to 0^+$ $\quad \boxed{E \to (+)\ \sigma/2\varepsilon_0}$ Nel disco in O il campo elettrico E

se $x \to 0^-$ $\quad \boxed{E \to (-)\ \sigma/2\varepsilon_0}$ non è nullo ma ha una DISCONTINUITÀ

La discontinuità in O vale $\Delta E_0 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} - \left(-\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\right) = \boxed{\Delta E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}}$ TEOREMA DI COULOMB

- Lo smorzamento del campo E segue una legge del tipo $\frac{1}{x^2}$ infatti se sviluppo in serie l'equazione con Taylor, so che per $R/x \ll 1$

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{R^2}{x^2}}}\right)$$

cioè $x \gg R$, posso arrestarmi ad una derivata del I° ordine perciò

$$\left[1 + \left(\frac{R}{x}\right)^2\right]^{-1/2} = \text{TAYLOR} \simeq 1 + \left(-\frac{1}{2}\right)\left(\frac{R}{x}\right)^2 \longleftarrow \left\{(1+y)^n \underset{\text{TAYLOR}}{\simeq} 1 + (ny) + \dots\dots \right\}$$

$$= 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{R}{x}\right)^2$$

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+(R/x)^2}}\right) \simeq \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(\cancel{1} - \cancel{1} + \frac{1}{2}\left(\frac{R}{x}\right)^2\right) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\frac{1}{2}\left(\frac{R^2}{x^2}\right)\left(\frac{\pi}{\pi}\right) = \frac{\overbrace{\sigma\pi R^2}^{Q}}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{x^2} \longrightarrow \boxed{E \simeq k_e \frac{Q}{x^2}}$$

se $x \gg R$ — il che dimostra lo smorzamento con legge $\frac{1}{x^2}$ del campo elettrico

La dimostrazione appena data si interpreta come segue:
per $x \gg R$ il disco con carica complessiva Q si comporta come se questa carica fosse concentrata nel suo centro O

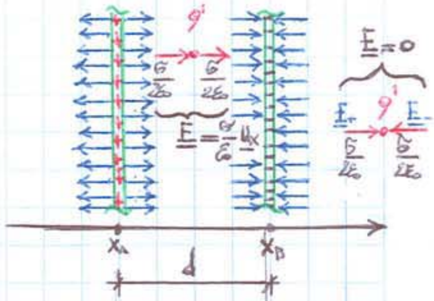
- Qualora si abbia $x \ll R$ e prossimo allo zero per il fatto che $\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{R^2}{x^2}}}\right) \simeq 1$, il campo elettrico è pressoché costante $\boxed{E \simeq \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \mathbf{u}_x}$ cioè NON dipende da R
Visto allora che il campo elettrico si mantiene costante, ed è ortogonale al piano del disco, è da considerare che tale campo E può essere assimilato ad un piano infinitamente esteso; per angoli di $\sim \pi/2$ si perde il "concetto di disco" e si assume quello di superficie piana indefinitamente estesa.
Concludiamo dunque con la seguente

$$\boxed{\mathbf{E} = \pm \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \mathbf{u}_x}$$

CAMPO ELETTRICO di UN PIANO INDEFINITO con densità di carica σ omogeneamente distribuita

ESEMPIO 3 : DUE PIANI INDEFINITI (1.8 pag 16 & 2.8 pag 42) e paralleli

Si abbiano due piani indefiniti disposti parallelamente alla distanza $d = x_B - x_A$, con densità di carica superficiale l'uno $+\sigma$ e l'altro $-\sigma$.
Si calcoli il campo elettrostatico $\underline{E}$ e l'andamento del potenziale elettrostatico ϕ prodotto dai due piani



Per il calcolo del campo elettrostatico si sfruttano le conoscenze già acquisite nel caso di studio operato per il disco

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right) \xrightarrow{R \to \infty} \boxed{E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}}$$

Perciò per ciascun piano si avrà rispettivamente $\boxed{E_{(+)} = (+)\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}}$; $\boxed{E_{(-)} = (-)\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}}$

- Una generica carica di prova q' posta tra i due piani (e positiva +) è soggetta ad un campo $\underline{E} = \underline{E}_{(+)} + \underline{E}_{(-)}$ ove in questo caso per il principio della sovrapposizione degli effetti si può scrivere

$$E = E_{(+)} - E_{(-)} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} - \left(-\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\right) \qquad \boxed{E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}} \text{ in termini vettoriali } \boxed{\underline{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}\underline{u}_x}$$

CAMPO ELETTRICO INTERNO A DUE PIANI INDEFINITI

- Una generica carica di prova q' posta "ESTERNAMENTE" ai due piani (e positiva +) è soggetta ad un campo $\underline{E} = \underline{E}_{(+)} + \underline{E}_{(-)}$ ove in questo caso per il principio della sovrapposizione degli effetti si può scrivere

$$E = E_+ + E_{(-)} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \left(-\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\right) \qquad \boxed{E = 0} \text{ in termini vettoriali } \boxed{\underline{E} = 0}$$

CAMPO ELETTRICO ESTERNO A DUE PIANI INDEFINITI

Passiamo ora al calcolo del potenziale elettrostatico Φ; questa occasione è ideale per notare che conosco il campo elettrico $\underline{E}$ in ogni punto dello spazio perché

- tra i due piani ha valore costante $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$, al di fuori di essi è nullo $E = 0$
- la sua direzione è $\perp$ ai due piani indefiniti, ed il verso è da parte (+) → parte negativa (−) $= \underline{u}_x$

perciò immediatamente:

$$\Phi_A - \Phi_B = (-)\left[\Phi_B - \Phi_A\right] = (+)\int_A^B \underline{E}\,d\underline{s} = \int_A^B E\,\underline{u}_x\,d\underline{s} = \text{ma } d\underline{s} \text{ è uno spostamento lungo l'asse } x \to \underline{u}_x \parallel d\underline{s} = E\int_A^B 1 \cdot dx \cos 0$$

$$= \boxed{\Phi_A - \Phi_B = E(x_B - x_A)}$$

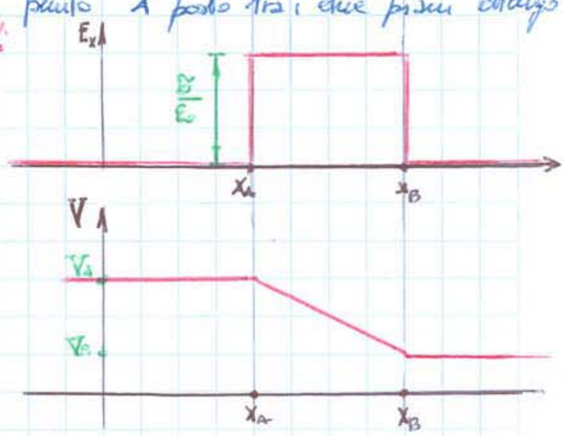
→ tra i due piani $\Phi_A - \Phi_B \neq 0$
→ esterno ai due piani $\Phi_A - \Phi_B = 0$

Ora se invece di considerare il punto x_B, considero un generico punto x posto tra i due piani allungo

$$\Phi_A - \Phi_B = E(x_B - x) \longrightarrow \boxed{\Phi = \Phi_A - E(x - x_A)}$$

Funzione potenziale di due piani indefiniti lungo asse x

$V_A - V_B = E \cdot d$



Se vogliamo tracciare i grafici del campo elettrostatico noto che

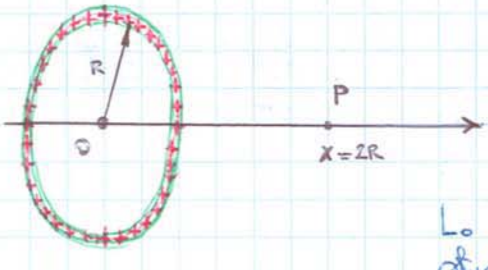
- al di fuori dei piani avere $\Delta\phi = \Delta V = 0$ non significa $\Phi = 0$
- tra i due piani Φ si comporta come una retta
- se voglio spostare q' da A verso B deve essere $\Phi_A > \Phi_B$
- se vale $\Phi_A > \Phi_B$ ho LAVORO POSITIVO perché

$$dW = \underline{F}_e d\underline{s} = q'\,\underline{E}\,d\underline{s} = q'\,E\,\underline{u}_x\,d\underline{s} = q'\,E\,dx = \underbrace{q'\frac{\sigma}{\varepsilon_0}dx > 0}$$

ESERCIZIO 2.16 pagina 54

Nel centro O di un anello di materiale isolante di raggio $R = 10$ cm, uniformemente carico con carica $q = 2.5 \cdot 10^{-8}$ C, è posto un protone.
Si sposta di molto poco il protone dalla posizione O che è di equilibrio instabile.
Calcolare la velocità v_P raggiunta dal protone ad una distanza $x = 2R$ dal centro dell'anello

RISOLVO



$R = 10$ cm $= 0{,}1$ m
$Q = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ C
$q' = q_P \to e = 1{,}6022 \cdot 10^{-19}$ C
$m_P = 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ Kg

Lo studio della distribuzione del campo elettrico dell'anello è già stato studiato: lungo l'asse baricentrico vale

$$\underline{E} = K_e Q \frac{x}{(R^2+x^2)^{3/2}} \underline{u}_x$$

ciò significa che in O esso è nullo.
La forza elettrica a cui è sottoposto il protone appena esce dall'equilibrio instabile vale

$$\boxed{\underline{F}_e = q' \underline{E} = m \frac{dv}{dt} \underline{u}_x = K_e Q \frac{x}{(R^2+x^2)^{3/2}} \underline{u}_x}$$

La relazione appena scritta, ricavata dalla "Fisica classica" descrive esattamente il moto del protone; ma la sua soluzione, che ben si presta quando le forze in gioco sono COSTANTI, nel caso in esame si rivela complicata per via che F_e varia con lo spostamento di P lungo l'asse del moto.
Allo scopo di determinare relazioni più semplici, ricordo che la funzione potenziale per l'anello vale

$$\boxed{\Phi = K_e \frac{Q}{\sqrt{R^2+x^2}}}$$

ove x è lo spostamento nel tratto $\overline{OP}$ del protone e che il lavoro fatto dal campo elettrico in tale spostamento vale

$$W_{OP} = q' V_{OB} = q'(\Phi_0 - \Phi_P) = q'\left(\frac{K_eQ}{\sqrt{R^2+0}} - \frac{K_eQ}{\sqrt{R^2+\underbrace{\overline{OP}^2}_{4R^2}}}\right) = \frac{q'K_eQ}{R}\left(\frac{1}{1} - \frac{1}{1\sqrt{5}}\right)$$

Il II° membro ha parametri a sufficienza per calcolarlo ($K_e \simeq 9 \cdot 10^9$ N)
devo calcolare anche il lavoro; ma sappiamo che il lavoro speso è pari alla variazione di energia cinetica perciò

$$\boxed{W_{OP} = \Delta E_K = E_{KP} - E_{K0} = \frac{1}{2} m_P v_P^2 - \cancel{\frac{1}{2} m_P v_0^2} = \frac{1}{2} m_P v_P^2}$$

eguagliando le due espressioni

$$\frac{1}{2} m_P v_P^2 = q' \frac{K_eQ}{R}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{5}}\right) \Rightarrow \boxed{v_P = \sqrt{\frac{2q'K_eQ}{m_P R}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{5}}\right)}} = \boxed{\sqrt{2\left(\frac{q'}{m_P}\right)(\Phi_0 - \Phi_P)}}$$

Si osservi nella relazione trovata che la carica q' è sempre riferita alla massa m_P, infatti non si parla di carica se non vi è massa; tale rapporto va calcolato e tenuto ben presente

$$\boxed{\frac{q_P}{m_P}} = \frac{1{,}6022 \cdot 10^{-19}}{1{,}67 \cdot 10^{-27}} = \boxed{9{,}594 \cdot 10^7 \simeq 10^8 \ \text{C/Kg}}$$

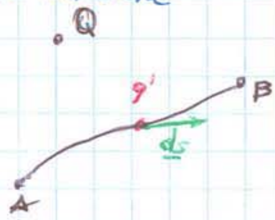
$$\underline{\underline{\Phi_0 - \Phi_P}} = K_e \frac{Q}{R}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{5}}\right) \simeq 9 \cdot 10^9 \frac{2{,}5 \cdot 10^{-8}}{10^{-1}}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{5}}\right) \cong 22{,}5 \cdot 10^2 \cdot 0{,}553 = \underline{\underline{1243{,}8 \text{ Volt}}}$$

$$v_P \cong \sqrt{2 \cdot 10^8 \cdot 12{,}44 \cdot 10^2} = 10^5 \sqrt{24{,}88} \Rightarrow \boxed{v_P \simeq 4{,}98 \cdot 10^5 \text{ m/s}}$$ valore esatto $v_P = 4{,}88 \cdot 10^5$ m/s

Porre bene attenzione all'esercizio perché è probabile candidato per il compitino

Facciamo alcune osservazioni sull'esercizio appena svolto

- le forze espresse da un campo elettrico sono conservative e ciò indica che



$W_{AB} = E_{KB} - E_{KA}$

$W_{AB} = E_{PA} - E_{PB}$

$\longrightarrow \boxed{E_{KB} + E_{PB} = E_{KA} + E_{PA}}$

in un campo di forze conservative la somma tra energia cinetica E_K ed energia potenziale E_P è $E_K + E_P$ = COSTANTE

- se poi ricordiamo che l'energia potenziale è "parente stretta" del prodotto $q'\phi$ tra la carica che si sposta lungo AB con il potenziale ϕ espresso dalla carica elettrostatica Q, si può mettere in relazione l'energia cinetica E_K a questo prodotto

$W_{AB} = E_{KB} - E_{KA}$

$W_{AB} = E_{PA} - E_{PB}$

$W_{AB} = q'\Phi_A - q'\Phi_B$

$E_{KB} - E_{KA} = q'\Phi_A - q'\Phi_B \longrightarrow \boxed{E_{KB} + q'\Phi_B = E_{KA} + q'\Phi_A}$

PRINCIPIO DI CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA

Il ritrovato principio di conservazione dell'energia ci pone in intima relazione il MOTO UNIFORMEMENTE ACCELERATO (con $\Delta v \neq 0$) e la carica elettrica q' che si muove in un CAMPO ELETTRICO COSTANTE, al variare del campo elettrico $\underline{E}$ corrisponde una variazione di E_K (con segno inverso (-)) e viceversa:

$$\boxed{\frac{1}{2} m v_B^2 + q' \frac{K_e Q}{r_B} = \frac{1}{2} m v_A^2 + q' \frac{K_e Q}{r_A}}$$

al variare dell'energia cinetica E_K della carica q' corrisponde una variazione del campo elettrico $\underline{E}$ prodotto dalla carica elettrostatica Q