

OLTRE IL CAMPO MAGNETICO

azione di forze tra corpi in movimento

Molti anni fa mentre studiavo fisica a Padova ed in particolare durante il corso di Fisica II m'imbattei sul fatto che la forza magnetica tra cariche in movimento non rispetti la terza legge della dinamica. Il fatto veniva rapidamente oscurato, nella maggior parte dei testi da me consultati, attribuendo la conservazione della quantità di moto all'azione di campo tra particelle. Niente che venisse poi mai dimostrato, invocando spesso concetti di quantistica e/o effetti relativistici che sarebbero poi intervenuti in teorie più complesse non possibili da esporre nei testi oggetto di consultazione. D'altro canto è anche vero che l'effetto di campo si dovrebbe osservare pure nelle altre forze come quella tipicamente elettrica e non solo in quella magnetica ed è anche vero che è il campo stesso a dare l'effetto di forza per cui o si parla di conservazione della quantità di moto riferendoci al campo o si parla della sua conservazione come conseguenza del comportamento delle forze indotte dal campo. Diversamente non sarebbe lecito assumere valida la terza legge di Newton semplicemente perchè non sarebbe vero che ad ogni azione esercitata da tizio su caio, caio reagirebbe su tizio in modo opposto riservandosi di riversare la parte mancante nello spazio circostante (sul campo stesso?) e quindi eventualmente su altri corpi. Quello che propongo in questo articolo (abbozzato nell'ormai lontano 1989) revisionato nel 2022 e deciso di condividere adesso è far vedere come l'effetto magnetico tra due corpi carichi elettricamente in movimento non sia altro che una parte dell'interazione della forza elettrica con le velocità dei corpi interagenti. L'azione magnetica di uno dei due corpi sull'altro dipende prima dal prodotto vettoriale tra la velocità dell'uno e la forza elettrica e poi dal prodotto vettoriale tra quanto risulta e la velocità dell'altro. Vale poi il viceversa tra l'altro e l'uno. Essendo però i due risultati non necessariamente opposti sembrerebbe che per le interazioni magnetiche non valga la terza legge di Newton a meno che non si consideri l'introduzione di un altro contributo di forza che compare nell'identità di Jacobi riguardante il prodotto vettoriale tra tre grandezze vettoriali quali le due velocità dei corpi interagenti e la forza elettrica tra essi.

1 Forza Tra Corpi In Movimento

La figura 1 si riferisce alla forza di Lorentz tra due particelle cariche dello stesso

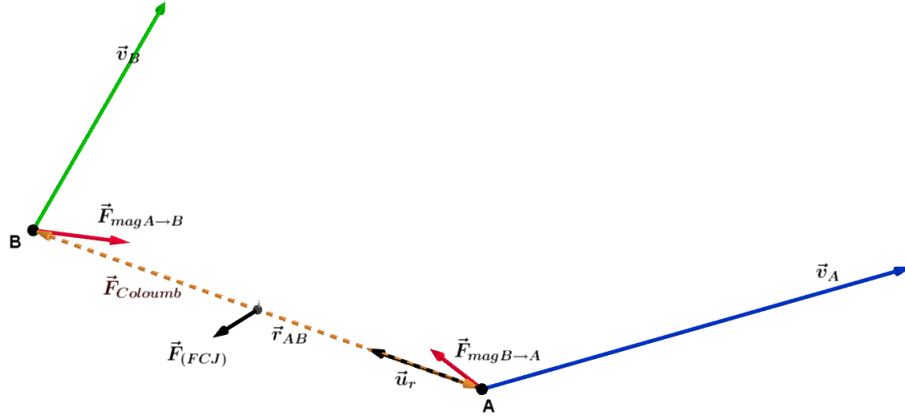


Figura 1: caso con velocità complanari e perpendicolari

segno in movimento.

Se consideriamo l'azione di A su B, la componente magnetica della forza di Lorentz è:

$$\vec{F}_{MAB} = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r_{AB}^2} \cdot (\vec{u}_r \times \vec{v}_A) \times \vec{v}_B \quad (1.0.1)$$

Dove $\vec{r}_{AB} = r_{AB} \cdot \vec{u}_r$ e " $\times$ " denota il prodotto vettoriale.

Tenuto conto che $\mu_0 = \epsilon_0/c^2$ la (1.0.1) diventa

$$\vec{F}_{MAB} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{AB}^2} \cdot \left(\vec{u}_r \times \frac{\vec{v}_A}{c} \right) \times \frac{\vec{v}_B}{c} = \left(\vec{F}_{AB} \times \frac{\vec{v}_A}{c} \right) \times \frac{\vec{v}_B}{c} \quad (1.0.2)$$

dove $\vec{F}_{AB} = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r_{AB}^2} \vec{u}_r$ è la forza puramente elettrica o coulombiana che A esercita su B¹.

Dal lato opposto la forza di Lorentz che B esercita su A è:

$$\vec{F}_{MBA} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{BA}^2} \cdot \left(\vec{u}_r \times \frac{\vec{v}_B}{c} \right) \times \frac{\vec{v}_A}{c} = \left(\vec{F}_{BA} \times \frac{\vec{v}_B}{c} \right) \times \frac{\vec{v}_A}{c} \quad (1.0.3)$$

La (1.0.2) e la (1.0.3) rappresentano due delle permutazioni di prodotto vettoriale

¹L'espressione dei campi elettrici e magnetici prodotti da una carica in movimento possono essere dedotti o dalla relatività speciale utilizzando le trasformazioni di Lorentz o dalla teoria dei "Potenziali di Liénard-Wiechert".

triplo tra i vettori $\vec{v}_A$, $\vec{v}_B$ e $\vec{F}_{AB}$, vincolati alla identità di Jacobi:

$$\left(\vec{F}_{AB} \times \frac{\vec{v}_A}{c}\right) \times \frac{\vec{v}_B}{c} + \left(\frac{\vec{v}_B}{c} \times \vec{F}_{AB}\right) \times \frac{\vec{v}_A}{c} + \left(\frac{\vec{v}_A}{c} \times \frac{\vec{v}_B}{c}\right) \times \vec{F}_{AB} = 0 \quad (1.0.4)$$

la quale tenendo conto dell'antisimmetria del prodotto vettoriale e della terza legge di Newton valida per la forza coulombiana $\vec{F}_{AB} = -\vec{F}_{BA}$ può essere scritta:

$$\left(\vec{F}_{AB} \times \frac{\vec{v}_A}{c}\right) \times \frac{\vec{v}_B}{c} + \left(\vec{F}_{BA} \times \frac{\vec{v}_B}{c}\right) \times \frac{\vec{v}_A}{c} + \left(\frac{\vec{v}_A}{c} \times \frac{\vec{v}_B}{c}\right) \times \vec{F}_{AB} = 0 \quad (1.0.5)$$

simmetrica rispetto gli indici A e B

$$\begin{aligned} &\left(\vec{F}_{AB} \times \frac{\vec{v}_A}{c}\right) \times \frac{\vec{v}_B}{c} + \left(\vec{F}_{BA} \times \frac{\vec{v}_B}{c}\right) \times \frac{\vec{v}_A}{c} + \\ &\frac{1}{2} \left(\frac{\vec{v}_B}{c} \times \frac{\vec{v}_A}{c}\right) \times \vec{F}_{BA} + \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{v}_A}{c} \times \frac{\vec{v}_B}{c}\right) \times \vec{F}_{AB} = 0 \end{aligned} \quad (1.0.6)$$

Il primo termine della (1.0.6) è la forza di Lorentz che A esercita su B, il secondo la forza di Lorentz che B esercita su A. Se consideriamo solo questi due termini, almeno a livello classico, il terzo principio di Newton viene rispettato solo se le velocità sono co-direzionali. Per poter riaffermare il principio di conservazione dell'impulso in termini generali è necessario considerare il terzo e il quarto termine che per il momento chiameremo forza di completamento jacobiano (FCJ).

In notazione tensoriale:

$$\mathbb{B}_B'^{\rho} = \left(\left(\vec{F}_{AB} \times \frac{\vec{v}_A}{c} \right) \times \frac{\vec{v}_B}{c} \right)^{\rho} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} F^{\beta} v_A^{\gamma} \epsilon^{\rho\alpha\delta} v_{B\delta} = \epsilon^{\rho\alpha\delta} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} v_A^{\gamma} v_{B\delta} F^{\beta} \quad (1.0.7)$$

$$\mathbb{B}_B''^{\rho} = \left(\left(\frac{\vec{v}_A}{c} \times \frac{\vec{v}_B}{c} \right) \times \vec{F}_{AB} \right)^{\rho} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} v_A^{\beta} v_B^{\gamma} \epsilon^{\rho\alpha\delta} F_{\delta} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \epsilon^{\rho\alpha\delta} v_A^{\beta} v_B^{\gamma} F_{\delta} \quad (1.0.8)$$

dove $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ è il tensore di Ricci completamente antisimmetrico del terzo ordine e dove si usa la convenzione di Einstein sulla contrazione degli indici.

$\mathbb{B}_B'^{\rho}$ e $\mathbb{B}_B''^{\rho}$ sono rispettivamente la forza di Lorentz eq.(1.0.3) e la forza di completamento presente come ultimo termine nella eq.(1.0.5). Tenuto conto che:

$$\epsilon_{ijk} \epsilon^{imn} = \begin{vmatrix} \delta_j^m & \delta_j^n \\ \delta_k^m & \delta_k^n \end{vmatrix} = \delta_j^m \delta_k^n - \delta_j^n \delta_k^m \quad (1.0.9)$$

Con l'uso del calcolo tensoriale è più facile arrivare alle seguenti relazioni:

$$\left(\vec{F}_{AB} \times \frac{\vec{v}_A}{c} \right) \times \frac{\vec{v}_B}{c} = \vec{v}_A \cdot (\vec{v}_B \circ \vec{F}_{AB}) - \vec{F}_{AB} \cdot (\vec{v}_A \circ \vec{v}_B) \quad (1.0.10)$$

$$\left(\vec{F}_{BA} \times \frac{\vec{v}_B}{c} \right) \times \frac{\vec{v}_A}{c} = \vec{v}_B \cdot (\vec{v}_A \circ \vec{F}_{BA}) - \vec{F}_{BA} \cdot (\vec{v}_B \circ \vec{v}_A) \quad (1.0.11)$$

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\vec{v}_A}{c} \times \frac{\vec{v}_B}{c} \right) \times \vec{F}_{AB} = \\
& [\vec{v}_B \cdot (\vec{F}_{AB} \circ \vec{v}_A) - \vec{v}_A \cdot (\vec{F}_{AB} \circ \vec{v}_B)] = \\
& [\vec{v}_B \cdot (\vec{F}_{AB} \circ \vec{v}_A) + \vec{v}_A \cdot (\vec{F}_{BA} \circ \vec{v}_B)] = \\
& [-\vec{v}_B \cdot (\vec{F}_{BA} \circ \vec{v}_A) - \vec{v}_A \cdot (\vec{F}_{AB} \circ \vec{v}_B)] \tag{1.0.12}
\end{aligned}$$

dove "o" denota il prodotto scalare.

La (1.0.10) describe la forza di Lorentz che A esercita su B, la (1.0.11) describe la forza di Lorentz che B esercita su A. Il primo termine della (1.0.12) quantifica la forza di completamento che B esercita su A e il secondo termine della (1.0.12) quantifica la forza di completamento che A esercita su B.

Concludendo, la forza extra-elettrica su B si riduce a:

$$\vec{F}_{MAB} = \vec{v}_A \cdot (\vec{v}_B \circ \vec{F}_{AB}) - \vec{F}_{AB} \cdot (\vec{v}_A \circ \vec{v}_B) - \vec{v}_A \cdot (\vec{F}_{AB} \circ \vec{v}_B) = -\vec{F}_{AB} \cdot (\vec{v}_A \circ \vec{v}_B) \tag{1.0.13}$$

che sommata all'azione del campo elettrico da complessivamente un'azione totale:

$$\vec{F}_{TOTAB} = \vec{F}_{AB} - \vec{F}_{AB} \cdot (\vec{v}_A \circ \vec{v}_B) = \vec{F}_{AB} \cdot (1 - \vec{v}_A \circ \vec{v}_B) \tag{1.0.14}$$

Se effettivamente la forza totale si riducesse alla (1.0.14), sarebbe assicurata la conservazione dell'impulso senza ricorrere ad azioni di campo intermedio.

2 Seconda Legge Della Dinamica Modificata

Alla luce di quanto osservato precedentemente si potrebbero riformulare le leggi della dinamica: **QUANDO UN CAMPO È INDOTTO DA UN CORPO IN MOVIMENTO ED AGISCE IN UN PUNTO MOBILE IL SUO EFFETTO GLOBALE VIENE INFLUENZATO DALL'INTERAZIONE TRA LA VELOCITÀ DI CHI GENERA IL CAMPO E QUELLA DEL PUNTO CHE INTERAGISCE COL CAMPO**

$$\vec{F}_{eff} = \vec{F} - \vec{F} \cdot \left(\frac{\vec{v}_A}{c} \circ \frac{\vec{v}_B}{c} \right) = \vec{F} \cdot \left(1 - \frac{\vec{v}_A}{c} \circ \frac{\vec{v}_B}{c} \right) \quad (2.0.1)$$

dove $\vec{v}_A/c$ e $\vec{v}_B/c$ sono rispettivamente le velocità normalizzate del generatore di campo e dell'interagente col campo.

Si potrebbe osare di più modificando l'equazione della dinamica newtoniana riproponendola nella forma:

$$\frac{m_0}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}} \vec{a} = \vec{F} \cdot \left(1 - \frac{\vec{v}_A}{c} \circ \frac{\vec{v}_B}{c} \right) \quad (2.0.2)$$

con acquisito significato dei simboli assumendo che l'inerzia di un corpo sia

$$\frac{m_0}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}}$$

indipendentemente dalla direzione di azione della forza.

L'equazione (2.0.2) suggerisce che l'azione combinata delle velocità agisca sull'azione stessa della forza.

3 Campo Elettrico Da Carica In Movimento

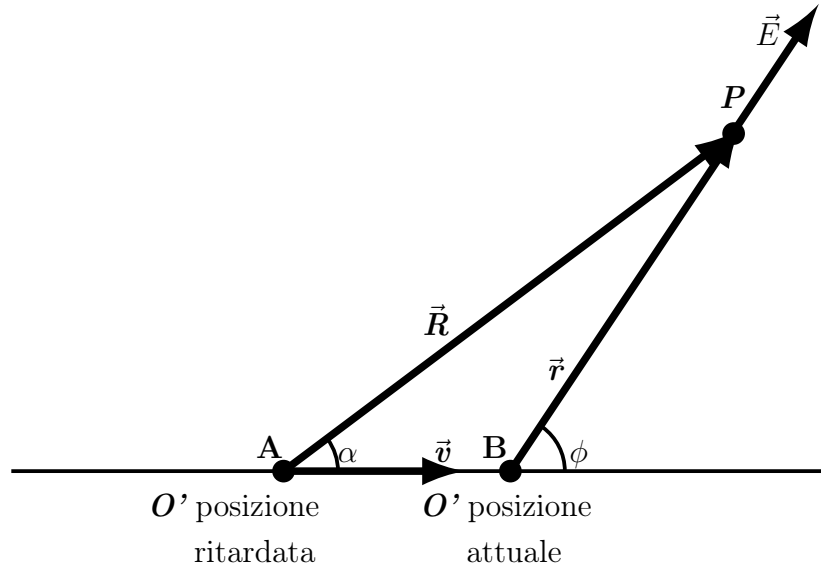


Figura 2: Campo $\vec{E}$ Generato Da Carica In Movimento

Viene riportata la quantificazione del campo generato da una carica in movimento ed osservato da $\mathbf{O}$ solidale alla direzione lungo la quale si sposta $\mathbf{O'}$ solidale alla carica, dedotto dalla teoria dei potenziali ritardati di "Liénard-Wiechert" (teoria nel web digitando i nomi dei protagonisti)

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \phi\right)^{3/2}} \frac{\vec{r}}{r^3} \quad (3.0.1)$$

lungo l'asse delle ascisse, $\sin \phi = 0$:

$$\vec{E}(x, t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 x^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 x'^2} = \vec{E}'(x', t') \quad (3.0.2)$$

lungo l'asse delle ordinate, $\sin \phi = 1$:

$$\vec{E}(y, t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 y^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 y'^2} \gamma = \vec{E}'(y', t') \gamma \quad (3.0.3)$$

L'equazione (3.0.2) e l'equazione (3.0.3) rispettano le leggi di trasformazione dei campi elettrici previste dalla relatività speciale: Infatti a partire dal tensore elettromagnetico

$$\mathbb{E}_{i,j} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (3.0.4)$$

applicando le trasformazioni di Lorentz si ottiene:

$$\mathbb{E}'_{i,j} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -\gamma(E_y - vB_z) & -\gamma(E_z + vB_y) \\ E'_x & 0 & -\gamma(B_z - vE_y) & \gamma(B_y + vE_z) \\ \gamma(E_y - vB_z) & \gamma(B_z - vE_y) & 0 & -B_x \\ \gamma(E_z + vB_y) & -\gamma(B_y + vE_z) & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (3.0.5)$$

In base alle ipotesi fatte **O'** osserva solo campo elettrico e la (3.0.4) diventa:

$$\mathbb{E}'_{i,j} = \begin{pmatrix} 0 & -E'_x & -E'_y & -E'_z \\ E'_x & 0 & 0 & 0 \\ E'_y & 0 & 0 & 0 \\ E'_z & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.0.6)$$

. Per determinare i campi osservati da **O** applico le trasformazioni di Lorentz inverse ottenendo:

$$\mathbb{E}_{i,j} = \begin{pmatrix} 0 & -E'_x & -\gamma E'_y & -\gamma E'_z \\ E'_x & 0 & -\gamma v E'_y & -\gamma v E'_z \\ \gamma E'_y & \gamma v E'_y & 0 & 0 \\ \gamma E'_z & \gamma v E'_z & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.0.7)$$

in accordo all'equazioni (3.0.2) e (3.0.3).

Paragonando la (3.0.4) con la (3.0.7) si nota che **O** osserva anche dei campi magnetici lungo y e z .

4 Equazioni Della Dinamica

Dalla teoria lorentziana della relatività è noto che l'inerzia lungo l'asse del moto è diversa da quella lungo la direzione perpendicolare al moto. Analizziamo i due casi.

Nel sistema inerziale, istante per istante solidale alla carica, valgono le equazioni newtoniane della dinamica:

$$m_0 a'_x = e E'_x = F'_{Ex} \left(= \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r'^2} \right) \quad (4.0.1)$$

nella direzione del moto e

$$m_0 a'_y = e E'_y = F'_{Ey} \left(= \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r'^2} \right) \quad (4.0.2)$$

nella direzione perpendicolare al moto. I campi elettrici E'_x ed E'_y sono quelli osservati nel punto in cui "staziona" la carica.

Per determinare le equazioni nel sistema in cui la carica si sposta con velocità $\vec{v}$ si applicano le leggi di trasformazione di Lorentz ottenendo rispettivamente:

$$\frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}} a_x = F'_{Ex} = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r'^2} = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r^2} (1 - v^2/c^2) = F_{Ex} \quad (4.0.3)$$

e

$$\frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)} a_y = \frac{(E_y - v B_z)e}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{F_{Ly}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = F_{Ey} \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (4.0.4)$$

in quanto $B_z = v E_y$, posto $F_{Ex} = e E_x$, $F_{Ey} = e E_y$ ed avendo indicato con F_{Ly} e F_{Ey} rispettivamente la forza di Lorentz e la sola forza elettrica lungo y .

5 Due Casi Particolari

5.1 PROBLEMA 1

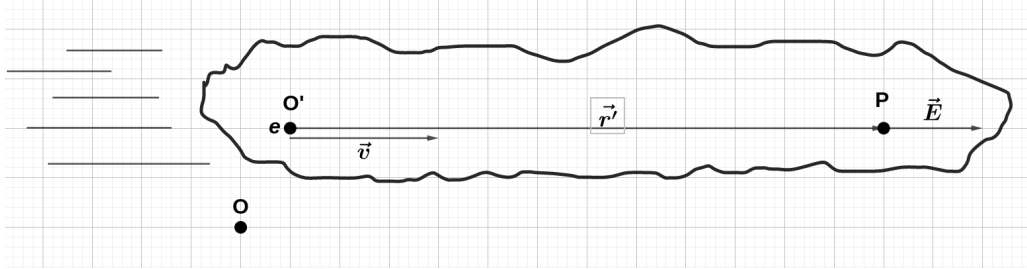


Figura 3: carica in movimento

Sia $\mathbf{O}'$ il sistema di riferimento in moto rispetto ad $\mathbf{O}$ a velocità $\vec{v}$ come in fig.3. Se in $\mathbf{O}'$ è presente una carica e stazionaria questa (per l'osservatore $\mathbf{O}'$) genera in $\mathbf{P}$ un campo elettrico $\vec{E}'$ diretto esclusivamente lungo l'asse $x' \equiv O'P$ di intensità:

$$E' = \frac{\mu_0 e}{4\pi r'^2} \quad (5.1.1)$$

Dalla teoria della relatività speciale è nota l'invarianza della forza per trasformazioni di Lorentz lungo la direzione di propagazione del moto. In questo caso forza totale e campo coincidono in quanto non si osservano effetti magnetici. Riferiamoci alla legge del moto. Nel sistema di riferimento solidale ad O'

$$m_0 a'_x = e E'_x = F'_{Ex} = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r'^2} \quad (5.1.2)$$

che applicando le trasformazioni di Lorentz diventa

$$\frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}} a_x = F'_{Ex} = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r'^2} = \frac{\mu_0 e^2}{4\pi r^2} (1 - v^2/c^2) = F_{Ex} \quad (5.1.3)$$

o equivalentemente

$$\frac{m_0}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}} a_x = F_{Ex} (1 - v^2/c^2) \quad (5.1.4)$$

dove $F_{Ex} = F'_{Ex} = \frac{\mu_0 e}{4\pi r'^2}$ è la forza elettrica lungo x .

La stessa equazione (5.1.4) si ottiene applicando direttamente l'equazione (2.0.2).

Cioè se si volesse seguire un approccio newtoniano (tutta la teoria di Einstein è fondamentalmente una teoria Newton-Lagrangiana) utilizzando, nella formulazione della seconda legge della dinamica (2.0.2) il campo calcolato con la (3.0.2) otterremmo direttamente l'equazione (5.1.4)

$$\frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} a_x = F_{Ex}(1 - v^2/c^2) = \frac{\mu_0 e}{4\pi r^2}(1 - v^2/c^2)(1 - v^2/c^2) \quad (5.1.5)$$

L'equazione (5.1.5) suggerisce che anche l'inerzia lungo la direzione del moto rimanga $m_o\gamma$ essendo poi l'azione combinata delle velocità come descritto nella (2.0.2) a determinare un'ulteriore "resistenza" sull'azione stessa della forza. Il bilancio energetico ridarebbe variazioni cinetiche come previsto dalla teoria della relatività speciale.

5.2 PROBLEMA 2

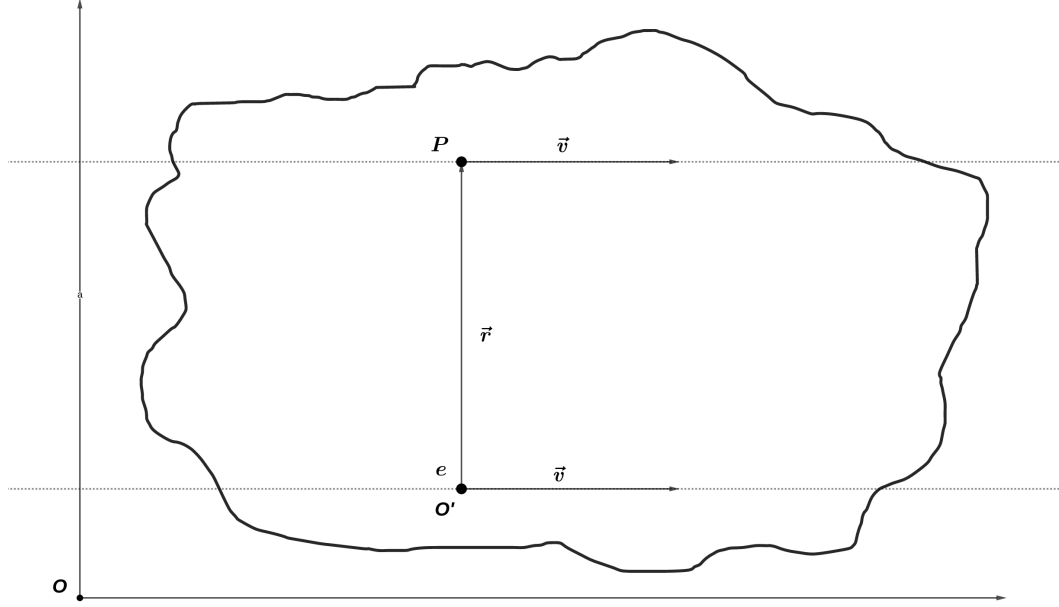


Figura 4: carica in movimento

Sia $\mathbf{O}'$ il sistema di riferimento in moto rispetto ad $\mathbf{O}$ a velocità $\vec{v}$ come in fig.4. Se in $\mathbf{O}'$ è presente una carica e stazionaria questa (per l'osservatore $\mathbf{O}'$) genera in $\mathbf{P}$ un campo elettrico $\vec{E}'$ diretto esclusivamente lungo l'asse $\mathbf{y}' \equiv \mathbf{O}'\mathbf{P}$ di intensità:

$$\mathbf{E}'_y = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (5.2.1)$$

essendo $\mathbf{P}$ fermo rispetto ad $\mathbf{O}'$. Dall'equazione (3.0.6):

$$\mathbf{E}_y = \gamma \mathbf{E}'_y \quad \mathbf{B}_z = \gamma v \mathbf{E}'_y \quad (5.2.2)$$

$$\mathbf{F}_{Ey} = \gamma \mathbf{F}'_{Ey}, \quad \mathbf{F}_{Ey} \sqrt{(1 - v^2/c^2)} = \mathbf{F}'_{Ey} \quad (5.2.3)$$

dove $\mathbf{F}_{Ey}$ è la forza elettrica lungo y .

Il tutto rende una forza di Lorentz complessiva $\mathbf{F}_{Ly}$:

$$\mathbf{F}_{Ly} = e(\mathbf{E}_y - v \mathbf{B}_z) = \mathbf{F}_{Ey}(1 - v^2/c^2) = \mathbf{F}'_{Ey} \sqrt{(1 - v^2/c^2)} \quad (5.2.4)$$

Infine dalle equazioni (5.2.2) e (5.2.4), tenuto conto che $e\mathbf{E}'_y = \mathbf{F}'_y$, si ha

$$\frac{\mathbf{F}_{Ly}}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}} = F_{Ey} \sqrt{(1 - v^2/c^2)} \quad (5.2.5)$$

$$\mathbf{F}_y = e\mathbf{E}_y(1 - v^2/c^2) \quad (5.2.6)$$

Riferiamoci ora alle equazioni del moto. Nel sistema di riferimento solidale ad $\mathbf{O}'$

$$m_0 \mathbf{a}'_y = e\mathbf{E}'_y = \mathbf{F}'_{Ey} \quad (5.2.7)$$

applicando le trasformazioni di Lorentz

$$\frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)} a_y = F_{Ey} \sqrt{1 - v^2/c^2} = \frac{\mathbf{F}_{Ly}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (5.2.8)$$

cioè

$$\frac{m_0}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}} a_y = \mathbf{F}_{Ly} \quad (5.2.9)$$

dove $\mathbf{F}_{Ly}$ la forza di Lorentz lungo y.

Utilizzando, nella definizione della seconda legge di Newton eq.(2.0.2), il campo definito dalla (3.0.3), si ottiene direttamente la (5.2.9)

$$\frac{m_0}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}} a_y = F_{Ey}(1 - v^2/c^2) \quad (5.2.10)$$

6 Azione e Reazione Magnetiche

PER RIUSCIRE A GIUSTIFICARE L'AZIONE DEL CAMPO ELETTRICO SULLA VELOCITÀ SI POTREBBE DOVER ACCETTARE CHE NELLO SPAZIO TEMPO I CONCETTI DI PUNTO, LINEA E SUPERFICIE SIANO PURAMENTE MATEMATICI E NON REALI E CHE QUESTO VALGA ANCHE PER IL TEMPO. UN ELEMENTO DI QUADRIVOLUME DOVRÀ ESSERE DETERMINATO DA INTERVALLI (NON PUNTUALI) IN TUTTE LE SUE COORDINATE. NELLA NOSTRA REALTÀ ESISTERANNO SOLO ELEMENTI DI QUADRIVOLUME A DIMENSIONI FINITE.

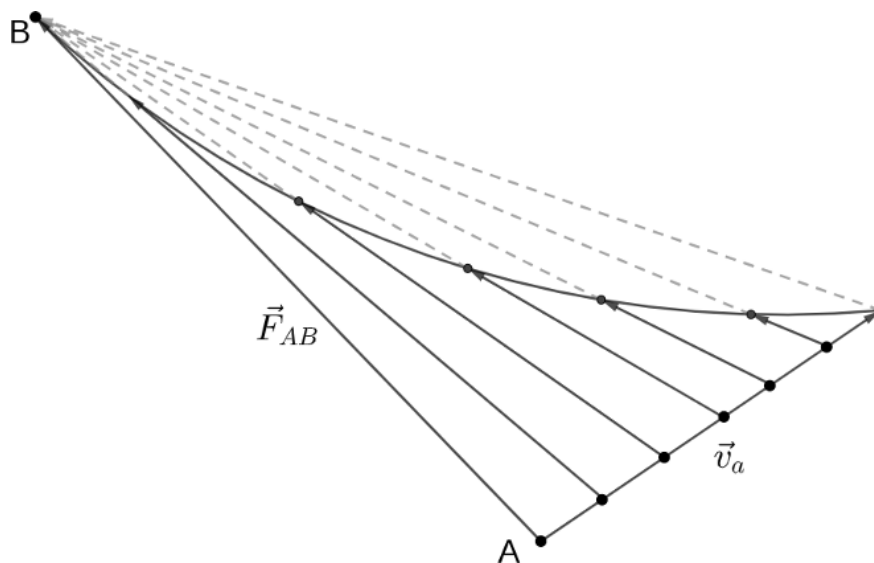


Figura 5: rotazione retta d'azione della forza

LO SPOSTAMENTO AVVERRÀ LUNGO UNA DIMENSIONE TEMPORALE CONTINUA MA CI SI SPOSTA A SALTINI "OCCUPANDO" CONTEMPORANEAMENTE TUTTI GLI ISTANTI DEL "QUANTO TEMPORALE INDIVISIBILE TRASCORSO ISTANTANEAMENTE" E TUTTE LE POSIZIONI ALL'INTERO DEL CORRISPONDENTE "INTERVALLO SPAZIALE PERCORSO" PROPORZIONALE ALLA VELOCITÀ DI CHI SI STA OSSERVANDO.

In questo modo la forza non agisce da un punto preciso ma saremo costretti a trattare fasci di forza (non necessariamente paralleli come nella figura 5). La forza sarebbe in grado di imporre un momento potendo agire lungo il braccio $\vec{v}dt$ scostandosi dall'effettiva retta d'azione AB.

Non dimentichiamo che ciò è insito nel procedimento di misura non potendo misurare la velocità del corpo in un punto dello spazio se non in riferimento ad un procedimento matematico di limite che porta a dei risultati con conseguenze

verificabili da misura ma non direttamente verificabili nel punto, riportandoci a quanto detto nel paragrafo 1.

Si potrebbe ipotizzare che le informazioni di campo riportino anche "l'istante assoluto" in cui sono state emesse per cui i principi di conservazione si riferiranno a quell'istante o a quell'intervallo di tempo continuo e indivisibile. Una specie di OTP di gauge in funzione nel nostro universo.