

Lezioni di relatività ristretta

17 aprile 2023

Prefazione

I seguenti appunti sono una trascrizione degli appunti di relatività ristretta presi durante le lezioni del prof. Lombardo tenutesi nell'a.a. 2022/2023. Essi sono stati integrati con altre fonti, tra cui libri e appunti di altre materie. In particolare sono stati usati i seguenti testi:

- *Il significato della relatività*, A. Einstein
- *Sei pezzi meno facili*, R. P. Feynman
- *L'ordine del tempo*, C. Rovelli
- *Special theory of relativity*, V. A. Ugarov

Al momento della scrittura della prefazione gli appunti sono ancora in lavorazione. Di seguito il log degli aggiornamenti:

- 03/04/2023: aggiunte le lezioni del 17, 24 e 31 marzo (Ancora assente la geodetica di un punto materiale libero nello spazio di Minkowski)
- 05/04/2023: integrazione del primo capitolo con il testo *Special theory of relativity*, V. A. Ugarov
- 07/04/2023: aggiunti paragrafi di approfondimento al capitolo 2, dimostrazione delle trasformazioni di Lorentz con il K-calculus
- 08/04/2023: aggiunta la geodetica di un punto materiale nello spazio di Minkowski; miglioramenti generali al capitolo 3
- 17/04/2023: aggiunta la lezione del 14 aprile (incompleta la sezione sull'equazione del moto quadridimensionale)

Eventuali argomenti di approfondimento non svolti a lezione nell'a.a. 2022/23, ma comunque interessanti da un punto di vista fisico, sono indicati dal simbolo *.

Indice

Prefazione	i
1 La meccanica classica	1
1.1 Eventi	1
1.2 Le trasformazioni di Galileo	1
1.2.1 Il gruppo $SGal(10)$	2
1.3 Il principio di relatività galileiana	3
1.4 Sistemi di riferimento inerziali	4
1.5 La crisi della meccanica classica	4
1.5.1 La velocità della luce è finita	5
1.5.2 La legge di composizione delle velocità vale anche per la luce? . .	5
1.5.3 Le leggi dell'elettromagnetismo non sono invarianti per trasforma- zioni di Galileo	6
2 I postulati di Einstein	9
2.1 I principi della relatività ristretta	9
2.2 Il sistema di riferimento relativistico (*)	9
2.3 Le trasformazioni di Lorentz	10
2.3.1 Dimostrazione delle trasformazioni di Lorentz mediante le funzioni iperboliche	10
2.3.2 Dimostrazione delle trasformazioni di Lorentz mediante il K calcu- lus (*)	12
2.4 Conseguenze delle trasformazioni di Lorentz	16
2.5 Prova sperimentale della teoria della relatività	17
2.6 Legge di composizione delle velocità	18
2.6.1 Dai risultati di Fizeau è possibile risalire alle trasformazioni di Lorentz	20
3 Lo spazio-tempo 4-dimensionale	21
3.1 Spazi euclidei	21
3.2 Lo spaziotempo di Minkowski	21
3.3 Intervallo relativistico	23
3.4 Geodetica di un punto materiale libero	24
4 Dinamica relativistica	27
4.1 Quadri vettori	27
4.2 Quadri vettore velocità e quadri vettore accelerazione	28

4.3	Quadriforza ed equazione del moto quadridimensionale	30
-----	--	----

La meccanica classica

1.1 Eventi

Si definisce evento un fenomeno del mondo fisico caratterizzabile mediante quattro componenti (x, y, z, t) , cioè posizione e tempo. Mentre in una visione statica dell'universo non interessano le connessioni tra eventi, in una visione dinamica di esso si cerca di determinare una serie di leggi fisiche che, a partire da un evento, permetta di studiare la sua evoluzione spazio-temporale. In linea di principio un evento è assoluto cioè non deve dipendere dal riferimento scelto per rappresentarlo; nella visione tensorialistica della meccanica classica infatti esistono una serie di leggi (dovute a Levi-Civita et al.) che permettono di passare da un sistema di riferimento a un altro. Questa visione della meccanica dovette però scontrarsi con la quella omografica in cui si opera con gli enti fisici in quanto tali e non sulle loro componenti rispetto a un dato sistema di riferimento.

1.2 Le trasformazioni di Galileo

In un sistema di riferimento arbitrario un evento è descritto da quattro numeri: x, y, z, t . Qual è la relazione tra questi numeri e i numeri x', y', z', t' che descrivono lo stesso evento in un altro sistema di riferimento? Restringiamo il nostro problema e consideriamo solamente riferimento che si muovono di moto rettilineo uniforme rispetto al primo, cioè riferimenti che non presentano accelerazione relativa. Siano $\{O, x, y, z\}$ e $\{O', x', y', z'\}$ i riferimenti in questione supponendo che il secondo si muova rispetto al primo con velocità \vec{v}_0 . Per semplicità diremo fisso il sistema $\{O, x, y, z\}$, mentre diremo relativo o mobile il sistema $\{O', x', y', z'\}$. Fissato un evento descritto dal raggio vettore \vec{r}' nel riferimento relativo, si può ottenere con facilità la relazione che lo lega con il raggio vettore \vec{r} nel riferimento fisso:

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{r}_0 \quad (1.1)$$

essendo r_0 il vettore posizione dell'origine del riferimento relativo rispetto a quella del riferimento fisso. Poiché il riferimento relativo si muove di moto rettilineo uniforme, si può scrivere:

$$\vec{r}_0(t) = \vec{r}_0(0) + \vec{v}_0 t \quad (1.2)$$

da cui, supponendo che all'istante iniziale $t = 0$ le origini dei due sistemi di riferimento siano coincidenti, si ottiene:

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}_0 t \quad (1.3)$$

Senza perdere di generalità, possiamo ruotare i due sistemi di riferimento attorno le loro origini e agire nel seguente modo: orientiamo gli assi x e x' in modo che abbiano la stessa direzione della velocità \vec{v}_0 ; quindi ruotando i riferimenti attorno all'asse comune, orientiamo gli assi y, y' e z, z' in modo che siano paralleli tra loro.

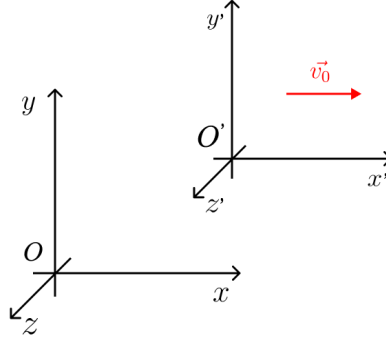


Figura 1.1: Sistemi di riferimento inerziali

In questo caso la velocità \vec{v}_0 ha componenti $(v_0, 0, 0)$ e la (1.1) diventa:

$$\begin{cases} x' = x - v_0 t \\ y' = y \\ z' = z \end{cases} \quad (1.4)$$

Resta solamente da determinare come sono collegate le variabili temporali misurate nei due riferimenti. Poiché nella meccanica newtoniana si suppone che i segnali si propaghino a velocità infinita, i tempi degli eventi misurati dagli orologi di entrambi i riferimenti saranno uguali, dunque $t = t'$. Per quanto detto l'equazione della trasformazione delle coordinate di un evento da quelle misurate nel riferimento fisso a quelle misurate nel riferimento mobile risulta essere:

$$\begin{cases} x' = x - v_0 t \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases} \quad (1.5)$$

Nella forma più generale le trasformazioni di Galileo sono una combinazione di una trasformazione propria, di una rotazione e di una traslazione, dunque dipendono da 10 parametri. Si noti inoltre che nella trasformazione (1.5) il tempo risulta non dipendere dal sistema di riferimento; ciò implica l'esistenza di un tempo assoluto o, equivalentemente, di un orologio universale che misura gli stessi tempi ovunque.

1.2.1 Il gruppo SGal(10)

Definizione 1 Si definisce *gruppo* una struttura algebrica formata dall'abbinamento di un insieme non vuoto con un'operazione binaria interna (come l'addizione o la moltiplicazione), che soddisfa gli assiomi di associatività, di esistenza dell'elemento neutro e di esistenza dell'inverso di ogni elemento. Se il gruppo soddisfa l'assioma di commutatività si dice *abeliano* (o *commutativo*). Un gruppo è detto *continuo* se i suoi elementi dipendono da parametri variabili con continuità.

Dimostriamo adesso che le trasformazioni di Galileo formano un gruppo abeliano continuo. Consideriamo la trasformazione propria (1.5): essa può essere scritta in forma matriciale come:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ t' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ t \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Ponendo

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

si ha che il gruppo di Galileo è isomorfo al gruppo delle matrici $A \in \mathbb{R}^{4,4}$. Sia

$$B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -u'_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

dimostriamo che la composizione di A e B è una matrice ancora appartenente al gruppo.

$$A \cdot B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -u'_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 - u'_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = C$$

La matrice C appartiene ancora al gruppo; è banale verificare l'esistenza dell'elemento neutro (la matrice identica) e l'esistenza dell'inverso (la matrice che nella posizione 1,4 ha l'elemento v_0). Inoltre il parametro $-v_0$ varia con continuità dunque il gruppo è continuo. Infine è banale dimostrare che il gruppo è abeliano.

1.3 Il principio di relatività galileiana

Il principio di relatività galileiana riguarda solamente i fenomeni meccanici. Galileo notò che moti rettilinei uniformi non modificano i fenomeni meccanici. Consideriamo due riferimenti che si muovono di moto rettilineo uniforme; il principio di relatività galileiana afferma che gli stessi esperimenti svolti nei due riferimenti citati portano gli stessi risultati, pertanto risulta essere impossibile determinare il moto relativo dei riferimenti partendo da tali esperimenti. Ciò ha una conseguenza molto importante: determinate le leggi che regolano i fenomeni meccanici, poiché uno stesso esperimento produce gli stessi risultati indipendentemente dal riferimento scelto¹, le leggi della meccanica devono essere identiche in tali riferimenti. Per verificare la veridicità di tale affermazione consideriamo il moto di una particella descritta dal vettore posizione $\vec{r}(t)$ nel riferimento fisso. Per la (1.1) si ha che $\vec{r}'(t) = \vec{r}(t) - \vec{v}_0 t$. Derivando ambo i membri di tale relazione rispetto al tempo si ottiene:

$$\vec{v}' = \vec{v} - \vec{v}_0 \quad (1.7)$$

¹A condizione che il riferimento scelto si muova di moto rettilineo uniforme rispetto a uno considerato fisso

che è la legge di composizione delle velocità galileiana. Notiamo che la velocità della particella nei due riferimenti è diversa, tuttavia la forza che agisce sulla particella è la stessa. Per la seconda legge della dinamica si ha:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\dot{\vec{v}} = m\dot{\vec{v}}' + m\dot{\vec{v}}_0 = m\dot{\vec{v}}' = m\vec{a}' = \vec{F}'$$

dunque la seconda legge di Newton risulta essere invariante per trasformazioni di Galileo.

1.4 Sistemi di riferimento inerziali

Le leggi della dinamica permettono di individuare, tra tutti i riferimenti possibili, quelli in cui non solo le leggi della meccanica, ma tutte le leggi fisiche assumono una forma piuttosto semplice. Si dice sistema di riferimento inerziale un sistema di riferimento in cui tutte e tre le leggi di Newton sono valide. Dimostriamo quanto è importante la prima legge della meccanica per determinare i sistemi inerziali. Il principio di inerzia afferma che un corpo su cui la risultante delle forze è nulla se è in quiete persiste nel suo stato di quiete mentre se è in moto con velocità \vec{v} continua il suo moto con la stessa velocità, cioè si muove di moto rettilineo uniforme. Molti testi affermano che il principio di inerzia non sia un'affermazione indipendente ma che sia una conseguenza della seconda legge della dinamica. Ciò è formalmente vero; infatti dalla seconda legge della dinamica $\vec{F} = m\vec{a}$ segue che se la risultante delle forze su un corpo è nulla allora deve essere $\vec{a} = 0$ e cioè $\vec{v} = \text{cost.}$, cioè il corpo si muove di moto rettilineo uniforme. Dunque perché Newton formulò il principio di inerzia in maniera a sé stante? Probabilmente anche Newton notò quest'equivalenza formale tra principio di inerzia e seconda legge della dinamica. Tuttavia egli comprese che né il principio di inerzia né la seconda legge della dinamica possono essere ugualmente valide in tutti i sistemi di riferimento. Infatti non è casuale che la definizione di riferimento inerziale coinvolga tutte e tre le leggi della dinamica. Consideriamo un corpo che sia a riposo in un riferimento inerziale, dunque per la seconda legge della dinamica la risultante delle forze agenti sul corpo è nulla. Adesso consideriamolo dal punto di vista di un osservatore che si muova rispetto al riferimento inerziale con un'accelerazione \vec{a} ; egli vedrà il corpo muoversi rispetto a lui con accelerazione $-\vec{a}$. Se in questo riferimento fosse valida la seconda legge di Newton, egli potrebbe affermare che sul corpo agisce una forza complessiva pari a $-m\vec{a}$, ma sappiamo che la risultante delle forze è nulla. Dunque la seconda legge della dinamica non è valida in questo riferimento; infatti passando nel riferimento in moto con una velocità non costante viene introdotta una "forza di inerzia" che non è una forza vera e propria. Poiché le leggi di Newton non sono valide in tutti i sistemi di riferimento, egli dovette sottolineare che vi era un particolare sistema di riferimento in cui tutte queste leggi sono valide e questo sistema di riferimento è proprio quello inerziale. In altre parole è possibile trovare un sistema di riferimento in cui un corpo isolato si muova per inerzia di moto rettilineo uniforme. Si dimostra che, fissato un riferimento inerziale, le leggi di Newton sono valide in tutti quei riferimenti che si muovono di moto rettileo uniforme rispetto a esso.

1.5 La crisi della meccanica classica

Agli inizi dell'Ottocento si riteneva che tutti i fenomeni fisici fossero di origine meccanica. Portiamo qui l'esempio della forza elettrica che in quel periodo veniva interpretata come una forza elastica; vi è però una profonda differenza tra la forza elastica e la forza elettrica:

la prima è una forza di contatto mentre la seconda è una forza a distanza. I fisici dell'epoca ritenevano che questo secondo tipo di forze si propagasse a velocità infinita nello spazio, ignorando il fatto che, invece, esse erano dovute a campi le cui velocità di propagazione sono finite. Analizziamo adesso il percorso storico sperimentale che mise in crisi l'esistenza dell'azione a distanza in favore della teoria dei campi.

1.5.1 La velocità della luce è finita

Sul finire del Seicento Ole Rømer riuscì a determinare la velocità della luce mediante semplici osservazioni astronomiche. L'esperimento fu eseguito contemporaneamente da Rømer a Copenaghen e da Cassini a Parigi, i quali misurando i tempi delle eclissi di Io, una luna di Giove, riuscirono a stimare la differenza di longitudine tra le due città. I due scoprirono delle discrepanze nelle misure che attribuirono al fatto che la luce dovesse avere velocità finita. In seguito Rømer notò che i tempi tra le eclissi diventavano più brevi quando la Terra si avvicinava a Giove e più lunghi quando la Terra si allontanava. La misura di questa discrepanza gli permise di stimare la velocità della luce nel vuoto.

1.5.2 La legge di composizione delle velocità vale anche per la luce?

Nel 1818 François Arago sviluppò un primo esperimento per verificare se la legge di composizione delle velocità valesse anche per la luce. Supponendo senza perdere precisione che in tempi limitati l'orbita terrestre può essere assunta rettilinea, Arago fa passare attraverso un prisma la luce emessa da una stella. Da misurazioni di ottica egli era a conoscenza del fatto che all'interno del prisma la velocità della luce fosse \vec{c}/n essendo n l'indice di rifrazione del prisma. Tuttavia, il prisma è solidale alla terra e dunque in moto. Prese due stelle, una sull'orizzontale e una sulla verticale, per la legge di composizione delle velocità, la velocità della luce all'interno del prisma dovrebbe cambiare; in particolare nel primo caso le due velocità sono (anti)parallele, mentre nel secondo sono ortogonali. Arago notò che, seppur con misure di alta precisione, la velocità della luce nel prisma non varia.

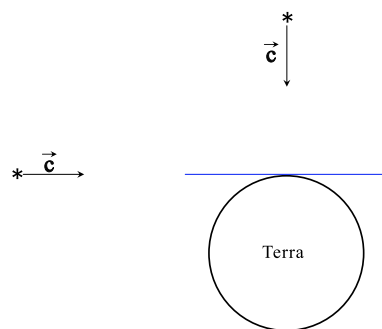


Figura 1.2: Schematizzazione dell'esperimento di Fizeau

Nel 1851 Fizeau riprese l'idea di Arago e usando una differente strumentazione giunse allo stesso risultato. Egli prese due tubi molto lunghi, chiusi mediante dei tappi trasparenti e collegati tra loro mediante delle giunzioni capillari. Alle estremità dei due tubi

sono presenti tre specchi riflettenti e uno specchio semiargentato (cioè semiriflettente). Egli immise all'interno dei tubi dell'acqua con una velocità di circa $7m/s$ e "sparò" un fascio luminoso contro lo specchio semiriflettente in due situazioni distinte: nella prima il fascio luminoso colpiva la parte riflettente dello specchio, mentre nella seconda colpiva la parte non riflettente; nel primo caso la velocità della luce era parallela a quella dell'acqua, mentre nel secondo caso era antiparallela. Alla fine del percorso i due raggi si ricongiungevano e se le velocità fossero state diverse avrebbero dato luogo ad interferenza. Ciò però non accadeva dunque egli concluse affermando che le velocità dei due raggi fossero uguali.

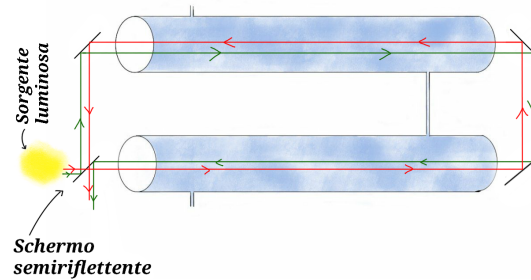


Figura 1.3: Schematizzazione dell'esperimento di Fizeau

In particolare Fizeau riuscì a dimostrare che la velocità della luce nell'acqua nel riferimento fisso era pari a

$$v = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0 \quad (1.8)$$

Il coefficiente

$$1 - \frac{1}{n^2}$$

è detto coefficiente di trascinamento. Il risultato ottenuto da Fizeau contraddiceva la legge di composizione delle velocità di Galileo (1.7) per cui doveva essere:

$$v = \frac{c}{n} + v_0$$

La legge trovata da Fizeau era in accordo con la teoria formulata da Fresnel, che, però, faceva acqua da tutte le parti. Nonostante la presenza di questa teoria che giustificasse il suo risultato, Fizeau sostenne che esso dovesse nascondere un significato ben più profondo. Questo esperimento fu altamente criticato dalla comunità scientifica dell'epoca per vari motivi; in particolare furono avanzate questioni di fluidodinamica secondo cui all'interno dei tubi si creavano vortici oppure il moto era non laminare e ciò falsava i risultati dell'esperimento. Questo stesso esperimento ispirò Michelson; in particolare, dopo aver riprodotto l'esperienza di Fizeau, egli la migliorò eliminando l'acqua (e dunque tutti gli eventuali problemi derivanti da questioni di fluidodinamica); ciò però non modificò l'esito dell'esperimento.

1.5.3 Le leggi dell'elettromagnetismo non sono invarianti per trasformazioni di Galileo

Nel 1870 Maxwell pubblicò il suo *Treatise on electricity and magnetism* e si riteneva di conoscere tutto lo scibile fisico. Immediatamente dopo la pubblicazione vi fu, però,

un enorme problema: così come avveniva per le leggi di Newton, si pensava che anche le leggi di Maxwell fossero invarianti per trasformazioni di Galileo, tuttavia ciò non accadeva. **(Qualcuno dimostrerà mai la veridicità di questa affermazione con due calcoli?)** Banalmente questo si può già intuire dal fatto che la forza di Lorentz dipende dalla velocità della carica e questa varia al variare del sistema di riferimento, dunque potrebbe essere sempre possibile trovare un riferimento inerziale in cui la carica è ferma e cioè in cui non è presente forza di Lorentz. Tuttavia passando da un sistema di riferimento inerziale a un altro le forze devono restare le stesse.

I postulati di Einstein

2.1 I principi della relatività ristretta

Nel 1905 Einstein introdusse i principi della relatività speciale per spiegare perché le trasformazioni di Galileo non funzionano per le leggi dell'elettromagnetismo. Egli affermò che:

1. tutte le leggi della fisica sono invarianti nei sistemi di riferimento inerziali;
2. la velocità della luce nel vuoto è la stessa in tutti i sistemi di riferimento inerziali.

Dal primo principio deriva che non esiste un riferimento inerziale privilegiato e che è impossibile determinare un moto rettilineo uniforme assoluto; contrariamente a quanto previsto da Newton, secondo cui esisteva un riferimento inerziale assoluto fisso e tutti gli altri sistemi inerziali erano in moto rispetto a esso, per il primo principio della relatività è impossibile determinare tale sistema ma si possono soltanto individuare dei moti relativi tra sistemi inerziali. Lo scopo della teoria della relatività ristretta è di fornire una descrizione dei fenomeni fisici che sia la stessa in tutti i sistemi di riferimento, cioè se un dato fenomeno è descritto da una data legge in un sistema di riferimento inerziale, lo stesso fenomeno deve essere descritto da una legge formalmente identica in tutti gli altri riferimenti inerziali. Per fare ciò è necessario introdurre un gruppo di trasformazioni, le trasformazioni di Lorentz, che lasciano invariate tutte le leggi fisiche passando da un riferimento inerziale a un altro. Nonostante il nome possa trarre in inganno, la teoria della relatività ristretta è quanto di più assoluto possa esistere: essa, infatti, mostra che le leggi della fisica nei riferimenti inerziali non dipendono dalla scelta del riferimento o dalla posizione e dal moto di un osservatore, ma i risultati di una misura in differenti riferimenti inerziali sono correlati.

2.2 Il sistema di riferimento relativistico (*)

Per costruire i sistemi di riferimento relativistici assumiamo che i postulati di Einstein siano validi e che la velocità della luce nel vuoto sia la massima velocità a cui possano essere trasmessi i segnali. L'esistenza di una velocità di propagazione finita implica che l'esistenza di un solo orologio non è più sufficiente quando le velocità dei corpi sono prossime a quelle della luce. Da un punto di vista prettamente teorico la teoria della relatività speciale implica che in ciascun punto dello spazio sia presente un orologio, in modo che se avviene un evento in un dato punto dello spazio, l'orologio ivi presente registra l'attimo in cui è avvenuto. Tutti gli orologi di un sistema di riferimento devono essere

fermi rispetto a esso. Se consideriamo sistemi inerziali in moto relativo allora gli orologi di ciascun riferimento sono fermi solamente rispetto al riferimento cui appartengono. Se due eventi avvengono in diversi luoghi dello spazio ma gli orologi ivi presenti registrano lo stesso tempo, allora possiamo riferirci a questi eventi come simultanei. Ovviamente, per fare ciò è necessario che tutti gli orologi siano sincronizzati, cioè che istante per istante indichino lo stesso tempo.

2.3 Le trasformazioni di Lorentz

Le trasformazioni di Lorentz possono essere ricavate in differenti modi:

- mediante semplici osservazioni sulla dilatazione dei tempi e sulla contrazione delle lunghezze;
- mediante le funzioni iperboliche;
- mediante considerazioni di algebra lineare;
- mediante il K calculus

2.3.1 Dimostrazione delle trasformazioni di Lorentz mediante le funzioni iperboliche

Consideriamo due sistemi di riferimento inerziali $\{O, x, y, z\}$ e $\{O', x', y', z'\}$, aventi gli assi paralleli, in moto con velocità v_0 , diretta lungo l'asse x , l'uno rispetto all'altro. Consideriamo due punti $P = (x_S, y_S, z_S)$ e $P' = (x'_S, y'_S, z'_S)$ e supponiamo di emettere un fascio di luce da entrambi i punti. Essendo le sorgenti puntuali, le onde si propagheranno con fronti d'onda sferici aventi equazioni:

$$\begin{cases} (x - x_S)^2 + (y - y_S)^2 + (z - z_S)^2 - c^2 (t - t_S)^2 = 0 \\ (x' - x'_S)^2 + (y' - y'_S)^2 + (z' - z'_S)^2 - c^2 (t' - t'_S)^2 = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

essendo t_S e t'_S gli istanti in cui vengono emessi i fasci di luce nei due riferimenti luminosi. Per semplificare il problema supponiamo che i due fasci di luce vengano emessi all'istante $t_S = t'_S = 0$ e che a tale istante $P = P' = O = O'$. Inoltre poiché la velocità della luce nel vuoto è uguale in entrambi i sistemi di riferimento, le equazioni dei fronti d'onda devono essere uguali ed essendo il moto relativo solamente rispetto all'asse x si ha $y' = y$ e $z' = z$. Con queste considerazioni dal sistema (2.1) si ricava:

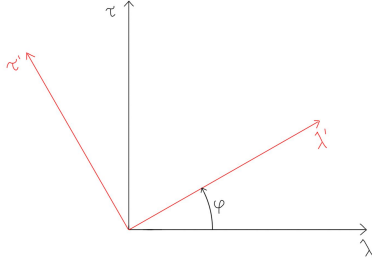
$$x^2 - c^2 t^2 = x'^2 - c^2 t'^2 \quad (2.2)$$

Per risolvere questa relazione introduciamo un nuovo sistema di coordinate in cui:

$$\begin{cases} \lambda = x \\ i\tau = ct \\ \lambda' = x \\ i\tau' = ct' \end{cases} \quad (2.3)$$

In questo modo l'equazione (2.2) si riduce a

$$\lambda^2 + \tau^2 = \lambda'^2 + \tau'^2 \quad (2.4)$$



che è l'equazione di una rotazione che permette di passare dal sistema $\{O, \lambda, \tau\}$ al sistema $\{O, \lambda', \tau'\}$. Detto φ l'angolo compreso tra λ e λ' , si ha che:

$$\begin{cases} \lambda' = \lambda \cos(\varphi) - \tau \sin(\varphi) \\ \tau' = \lambda \sin(\varphi) + \tau \cos(\varphi) \end{cases} \quad (2.5)$$

Introducendo le (2.3) nelle (2.5) si ottiene:

$$\begin{cases} x' = x \cos(\varphi) - \frac{ct}{i} \sin(\varphi) \\ ct' = ix \sin(\varphi) + ct \cos(\varphi) \end{cases} \quad (2.6)$$

Essendo φ un parametro non necessariamente reale, poiché cerchiamo soluzioni reali possiamo porre

$$\varphi = i\theta$$

in modo tale che:

$$\begin{cases} \cos(\varphi) = \cosh(\theta) \\ \sin(\varphi) = i \sinh(\theta) \end{cases} \quad (2.7)$$

Inserendo le (2.7) nelle (2.6) si ottiene:

$$\begin{cases} x' = x \cosh \theta - ct \sinh \theta \\ ct' = -x \sinh \theta + ct \cosh \theta \end{cases} \quad (2.8)$$

Risulta però necessario eliminare il parametro θ legandolo al moto relativo dei due riferimenti. L'ascissa dell'origine del riferimento mobile $x' = 0$ nel riferimento fisso risulta essere $x = v_0 t$; dunque sostituendo nella prime delle (2.8), si ottiene

$$0 = v_0 \cosh \theta - ct \sinh \theta \quad \Rightarrow \quad \tanh \theta = \frac{v_0}{c} = \beta \quad (2.9)$$

La quantità β viene detta *velocità di trascinamento ridotta* e risulta essere la velocità di trascinamento in unità di velocità della luce. Ricordando che

$$1 - \tanh^2 \theta = \frac{1}{\cosh^2 \theta}$$

si ha

$$\begin{cases} \cosh \theta = \frac{1}{\sqrt{1 - \tanh^2 \theta}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma \\ \sinh \theta = \tanh \theta \cosh \theta = \beta \gamma \end{cases} \quad (2.10)$$

Sostituendo questi risultati nel sistema (2.8) si ottiene

$$\begin{cases} x' = \frac{x - v_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \frac{t - \frac{v_0 x}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{cases} \quad (2.11)$$

Le (2.11) rappresentano una trasformazione di Lorentz propria. Nel caso più generale esse possono essere associate a una rotazione e a una traslazione e dipenderanno, dunque, da 10 parametri.

2.3.2 Dimostrazione delle trasformazioni di Lorentz mediante il K calculus (*)

Presentiamo ora un metodo molto elegante che permette di ottenere le trasformazioni di Lorentz. Nonostante le illustrazioni qui presenti implicano l'utilizzo di coordinate, esse hanno un carattere ausiliario: esse non sono indispensabili per la presentazione del metodo ma facilitano la dimostrazione. Supponiamo che tutti gli eventi di cui parleremo avvengano sull'asse x di un riferimento $\{O, x, y, z\}$, che chiameremo K (e conseguentemente sul coincidente asse x' di un riferimento $\{O', x', y', z'\}$, che chiameremo K'). Il presupposto principale di questo metodo è l'effetto Doppler. Supponiamo che una sorgente luminosa nel riferimento K emetta impulsi luminosi con periodo T ; un ricevitore nel riferimento K' che si allontana da essa a velocità costante vede che gli intervalli tra gli impulsi luminosi è diverso, nonostante la frequenza sia uguale in entrambi i riferimenti. Per semplicità possiamo non parlare di una sorgente e di un ricevitore, ma di due osservatori A e A' rispettivamente a riposo nei riferimenti K e K' . Se A invia segnali luminosi separati da un intervallo di tempo T misurato dal suo orologio, l'osservatore A' riceverà questi segnali separati da un diverso intervallo temporale misurato nel suo orologio. Indichiamo questa quantità con KT . Sottolineiamo che T e KT sono rispettivamente gli intervalli di tempo tra l'invio di due segnali consecutivi dall'osservatore A e tra la ricezione di tali segnali dall'osservatore A' misurati in ciascun caso da orologi a riposo rispettivamente nei riferimenti K e K' . Per l'isotropia e l'uniformità dello spazio e del tempo si può assumere che il coefficiente K non dipenda né dalla posizione del ricevitore e della sorgente, né dal tempo in cui i segnali vengono inviati e ricevuti, né dalla direzione in cui è inviato il segnale (proprio per questo motivo è possibile proseguire la dimostrazione senza introdurre un sistema di coordinate). Inoltre, in maniera piuttosto ovvia, tale coefficiente non dovrà dipendere dall'intervallo temporale tra due segnali consecutivi. Esso, dunque, dipenderà solamente dalla velocità relativa degli osservatori A e A' , cioè dalla velocità relativa dei due riferimenti. Supponiamo che l'osservatore A si trovi nell'origine del riferimento K e invii segnali luminosi all'osservatore A' che si trova nell'origine del riferimento K' . Supponiamo che il riferimento K' si allontani verso destra rispetto al riferimento K . Sia t l'istante in cui viene inviato il primo segnale; è possibile determinare l'istante τ_1 segnato dall'orologio dell'osservatore A quando l'osservatore A' riceve il segnale. Infatti, se il segnale si propaga alla velocità c , esso deve percorrere nel tempo τ_1 la distanza $v_0 t$ che separava A e A' all'istante t e la distanza $v_0 \tau_1$ che è percorsa dall'osservatore A' nel tempo τ_1 : $c\tau_1 = v_0 t + v_0 \tau_1$, da cui segue immediatamente

$$\tau_1 = \frac{v_0}{c - v_0} t$$

Il secondo segnale viene emesso all'istante $t + T$ e ricevuto da A' all'istante τ_2 determinato da $c\tau_2 = v_0(t + T) + v_0\tau_2$, da cui segue immediatamente

$$\tau_2 = \frac{v_0}{c - v_0} (t + T)$$

L'intervallo di tempo tra i segnali ricevuti dall'osservatore A' misurato dall'osservatore A è quindi

$$\tau_2 - \tau_1 = \frac{v_0}{c - v_0} T$$

Tuttavia non abbiamo ancora determinato l'espressione per la costante K . Sarà possibile determinarla non appena si ricava l'intervallo di tempo tra due segnali consecutivi registrato dall'orologio dell'osservatore A' .

Per fare ciò sfruttiamo il primo postulato di Einstein per cui la velocità della luce nel vuoto è costante in qualunque sistema di riferimento inerziale. Sappiamo già che se l'osservatore A invia segnali luminosi ad intervalli di tempo T essi saranno ricevuti da A' ad intervalli di tempo KT , misurati nel suo orologio. Per l'equivalenza degli osservatori, dobbiamo supporre che i segnali inviati dall'osservatore A' ad intervalli T vengono ricevuti dall'osservatore A ad intervalli KT . Siamo quindi in grado di determinare l'esplicita espressione del coefficiente K in funzione della velocità relativa dei riferimenti. Per fare ciò bastano solamente alcuni esperimenti ideali sull'invio, la riflessione e la ricezione dei segnali luminosi. Se necessario, è possibile trattare la riflessione come l'invio dei segnali dall'osservatore A' nella direzione opposta nel momento in cui egli riceve il segnale.

Supponiamo che il primo segnale dall'osservatore A sia inviato all'osservatore A' nell'istante in cui i due riferimenti K e K' coincidono. In questo istante, gli osservatori A e A' , posti nell'origine dei rispettivi sistemi di riferimento, si trovano nello stesso punto dello spazio, dunque la trasmissione del segnale da A ad A' e del segnale inverso da A' ad A è istantanea. Dopo l'intervallo di tempo T misurato dall'osservatore A , quest'ultimo invia un segnale luminoso all'osservatore A' ; egli lo riceverà dopo un intervallo di tempo KT dalla ricezione del primo segnale. Supponiamo che l'osservatore A' invii un segnale immediatamente dopo aver ricevuto il primo segnale. Secondo l'orologio di A' i due segnali sono separati da un tempo KT , dunque il segnale inverso sarà inviato da A' ad A dopo tale intervallo di tempo. L'osservatore A non riceverà questo segnale dopo un tempo KT , ma questa volta l'intervallo dovrà essere incrementato K volte e quindi sarà pari a K^2T . Il segnale riflesso sarà, quindi, ricevuto all'istante K^2T dall'orologio dell'osservatore A . L'intervallo di tempo tra l'invio del secondo segnale e la ricezione del segnale riflesso misurato da A sarà quindi

$$K^2T - T = (K^2 - 1)T$$

Poiché la velocità della luce non dipende dalla direzione di propagazione, il tempo che il segnale per percorrere lo spazio compreso tra A e A' è

$$\frac{1}{2}(K^2 - 1)T$$

Da ciò segue che la distanza tra A e A' nell'istante in cui il raggio è riflesso è

$$\frac{1}{2}(K^2 - 1)Tc$$

Resta da determinare a quale istante dell'orologio di A il segnale viene riflesso. Sappiamo che il secondo segnale luminoso viene inviato da A all'istante T e il suo riflesso viene ricevuto all'istante K^2T ; dunque l'istante di riflessione nell'orologio di A è

$$\frac{1}{2}(K^2 + 1)T$$

. Durante tale intervallo di tempo l'osservatore A' si allontana da A di una distanza

$$\frac{1}{2}(K^2 - 1)Tc$$

. Dunque la velocità relativa dell'osservatore A è

$$v_0 = \frac{\frac{1}{2}(K^2 - 1)Tc}{\frac{1}{2}(K^2 + 1)T} = \frac{K^2 - 1}{K^2 + 1}c$$

da cui segue che

$$\beta = \frac{v_0}{c} = \frac{K^2 - 1}{K^2 + 1} \quad (2.12)$$

e quindi

$$K = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \quad (2.13)$$

Introduciamo quindi le immediate relazioni:

$$\begin{cases} \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{K^2 + 1}{2K} \\ \gamma\beta = \frac{K^2 - 1}{2K} \end{cases} \quad (2.14)$$

Introduciamo adesso un importante teorema del K calculus. Si nota dall'equazione (2.13) che il cambio di segno della velocità relativa, cioè di β , trasforma la quantità K in $1/K$. Ciò significa che l'allontanamento e l'avvicinamento a velocità uguali in modulo corrispondono a valori di K reciproci.

Consideriamo adesso il caso in cui siano presenti tre sistemi di riferimento K , K' e K'' e tre osservatori posti nelle corrispondenti origini O , O' e O'' . Sia v_0 la velocità relativa dei riferimenti K e K' e sia $K(A, A')$ la costante associata a questo moto, che dipenderà solamente da v_0 . Sia u'_0 la velocità relativa dei riferimenti K' e K'' e sia $K(A', A'')$ la costante associata a questo moto, che dipenderà solamente da u'_0 . Determiniamo ora la costante $K(A, A'')$. Supponiamo che l'osservatore A invii due segnali luminosi separati da un intervallo di tempo T ; l'osservatore A' troverà che essi sono separati da un intervallo di tempo $K(A, A')T$, come segue dalla definizione del coefficiente K . Supponiamo che l'osservatore A'' sia più lontano di A' da A ; il segnale luminoso, dopo aver raggiunto A' proseguirà per raggiungere A'' ; nell'istante in cui A' riceve il segnale luminoso da A esso invia senza ritardo alcuno un segnale luminoso ad A'' . Sono quindi due i segnali che si propagano verso A'' : quello proveniente da A e quello proveniente da A' ; poiché sono entrambi segnali luminosi, essi si propagano alla stessa velocità, avendo, inoltre, lasciato A' allo stesso istante. Essi si propagheranno, quindi, come un unico segnale. La stessa procedura è ripetuta da A' quando riceve il secondo segnale da A e nuovamente un solo segnale si propaga da A' ad A'' formato dai due impulsi luminosi inviati da A e da A' . L'osservatore A'' riceverà questi due segnali. Secondo l'orologio di A'' i segnali inviati da A sono separati da un intervallo di tempo $K(A', A'')T$, come segue dalla definizione del coefficiente K . Per l'osservatore A' l'intervallo di tempo tra due segnali luminosi è $K(A, A')T$. Secondo la definizione della costante K , l'osservatore A'' vedrà i segnali inviati da A' separati da un intervallo di tempo $K(A', A'') \cdot K(A, A')T$. Poiché i segnali luminosi inviati da A e da A' arrivano in A'' simultaneamente, deve essere

$$K(A, A'') = K(A, A') \cdot K(A', A'') \quad (2.15)$$

Il risultato ottenuto è molto semplice: conosciuti i coefficienti K relativi a due coppie di riferimenti che ne abbiano uno in comune, il coefficiente K relativo alla terza coppia di riferimenti è dato dal prodotto dei coefficienti K noti.

Dal risultato ottenuto si ricava facilmente l'equazione della trasformazione delle velocità. Detti $\beta_1 = v_0/c$ e $\beta_2 = u'_0/c$, la velocità relativa u_0 del riferimento K'' rispetto al riferimento K è pari a

$$\frac{u_0}{c} = \frac{K^2(A, A'') - 1}{K^2(A, A'') + 1} = \frac{K^2(A, A') \cdot K^2(A', A'') - 1}{K^2(A, A') \cdot K^2(A', A'') + 1} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1\beta_2} \quad (2.16)$$

Da tale relazione è possibile ottenere l'equazione per la trasformazione delle velocità

$$u_0 = \frac{v_0 + u'_0}{1 + \frac{v_0 u'_0}{c^2}} \quad (2.17)$$

Vediamo adesso come il K calculus può essere sfruttato per calcolare le trasformazioni di Lorentz. Risulta, a questo punto, necessaria l'introduzione esplicita di un sistema di riferimento. Consideriamo due sistemi di riferimento K e K' e supponiamo che gli osservatori A e A' registrino lo stesso evento. In entrambi i sistemi di riferimento l'istante di tempo iniziale è scelto in maniera tale che sia $t = t' = 0$ quando le origini dei riferimenti coincidono. All'istante t_1 , l'osservatore A invia un segnale luminoso ad A' che viene da quest'ultimo ricevuto all'istante t'_1 del suo orologio. Il segnale inviato da A procede insieme al segnale inviato da A' nel momento in cui egli riceve il segnale di A . Dunque il segnale complessivo consiste di due segnali che si propagano lungo l'asse x . Supponiamo che l'evento P rappresenti l'arrivo del segnale complessivo in un dato punto dello spazio. In quel punto il segnale è riflesso e torna verso A e A' . Esso giungerà prima in A' all'istante t'_2 ; in tale istante A' invierà un segnale a A . Adesso il segnale complessivo consiste di due segnali che si propagano da A' ad A . Esso è ricevuto dall'osservatore A all'istante t_2 . Determiniamo le coordinate dell'evento P viste dall'osservatore A . Poiché la velocità della luce è uguale sia per il segnale di "andata" sia per il segnale di "ritorno", il tempo in cui avviene l'evento è la media tra l'istante in cui A invia il segnale e l'istante in cui lo riceve:

$$t = \frac{1}{2}(t_1 + t_2) \quad (2.18)$$

La distanza tra il punto in cui è avvenuto l'evento e l'osservatore A può essere determinata moltiplicando la velocità della luce per il tempo che il segnale impiega per giungere nel punto in cui avviene l'evento. Tale tempo è pari alla metà del tempo di viaggio totale del segnale. Poiché esso è pari a $t_2 - t_1$, la coordinata x dell'evento vista dall'osservatore A è data da

$$x = \frac{1}{2}(t_2 - t_1)c \quad (2.19)$$

Dalle equazioni (2.18) e (2.19) otteniamo

$$\begin{cases} t_1 = t - \frac{x}{c} \\ t_2 = t + \frac{x}{c} \end{cases} \quad (2.20)$$

Analogamente per l'osservatore A' , si ottiene

$$\begin{cases} t'_1 = t' - \frac{x'}{c} \\ t'_2 = t' + \frac{x'}{c} \end{cases} \quad (2.21)$$

Per la definizione del coefficiente K , comparando gli intervalli tra gli scambi dei segnali si ha

$$\begin{cases} t'_1 - 0 = K(t_1 - 0) \\ t_2 - 0 = K(t'_2 - 0) \end{cases} \quad (2.22)$$

Sostituendo le (2.20) e le (2.21) nelle due relazioni precedenti si ottiene

$$\begin{cases} t' - \frac{x'}{c} = K \left(t - \frac{x}{c} \right) \\ t + \frac{x}{c} = K \left(t' + \frac{x'}{c} \right) \end{cases} \quad (2.23)$$

Tali relazioni possono essere riscritte nella forma più semplice

$$\begin{cases} t' - \frac{x'}{c} = K \left(t - \frac{x}{c} \right) \\ t' + \frac{x'}{c} = \frac{1}{K} \left(t + \frac{x}{c} \right) \end{cases} \quad (2.24)$$

È quindi possibile trovare da esse che:

$$\begin{cases} t' = \frac{K^2 + 1}{2K} t - \frac{K^2 - 1}{2Kc} x \\ x' = \frac{K^2 + 1}{2K} x + \frac{K^2 - 1}{2K} ct \end{cases} \quad (2.25)$$

da cui introducendo le (2.14) si ottengono le trasformazioni di Lorentz:

$$\begin{cases} x' = \gamma(x - v_0 t) \\ t' = \gamma \left(t - \frac{v_0}{c^2} x \right) \end{cases} \quad (2.26)$$

2.4 Conseguenze delle trasformazioni di Lorentz

La relatività della simultaneità

Se due eventi non spazialmente coincidenti tra di loro in un sistema di riferimento inerziale sono simultanei, non lo saranno più in un altro sistema di riferimento inerziale in moto relativo rispetto al primo.

Dimostrazione Supponiamo che nel riferimento $\{O, x, y, z\}$ gli eventi $A = (x_A, y_A, z_A, t_A)$ e $B = (x_B, y_B, z_B, t_B)$ siano simultanei e non coincidenti in luogo, dunque si ha $x_A \neq x_B$ e $t_A = t_B$. Specializzando le trasformazioni di Lorentz (2.11) in t_A e t_B , si ottiene:

$$\begin{cases} t'_A = \gamma \left(t_A - \frac{v_0 x_A}{c^2} \right) \\ t'_B = \gamma \left(t_B - \frac{v_0 x_B}{c^2} \right) \end{cases}$$

Le due quantità trovate sono uguali se e solo se $x_A = x_B$ ma ciò nega le ipotesi.

Contrazione delle lunghezze (o di Lorentz-Fitzgerald)

Dati due punti A e B la distanza tra essi dipende dal sistema di riferimento in cui è misurata, dunque $L = |x_A - x_B| \neq |x'_A(t) - x'_B(t)| = L'$. In particolare si ha che

$$L' = \frac{L}{\gamma}$$

Dimostrazione Specializzando la prima delle (2.11) per x_A e x_B , si ha

$$L' = |x'_A(t) - x'_B(t)| = \gamma |x_A - v_0 t_A - x_B + v_0 t_B| = \gamma |x_A - x_B - v_0(t_A - t_B)|$$

Dalla quarta delle (2.11) si ricava che

$$t = \frac{v_0 x}{c^2} + t' \sqrt{1 - \beta^2}$$

Specializzando tale relazione in x_A e x_B e sostituendo nella relazione precedentemente trovata si ottiene:

$$\begin{aligned} L' &= \gamma \left| x_A - x_B - v_0 \left(\frac{v_0 x_A}{c^2} + t' \sqrt{1 - \beta^2} - \frac{v_0 x_B}{c^2} + t' \sqrt{1 - \beta^2} \right) \right| = \\ &= \gamma \left| 1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right| |x_A - x_B| = \frac{L}{\gamma} \end{aligned}$$

Osservazione Grazie al fatto che si semplifica la dipendenza da t' esiste la realtà fisica. Se così non fosse stato, le lunghezze sarebbero dipese dal tempo e quindi non sarebbe più stato possibile misurare una lunghezza.

Dilatazione dei tempi

Fissata una particella, un intervallo di tempo, detto proprio, misurato in un sistema di riferimento che vede la particella ferma è diverso rispetto allo stesso intervallo di tempo, detto improprio, misurato nel sistema di riferimento che la vede in moto. In particolare i due intervalli sono connessi dalla relazione:

$$\Delta t' = \gamma \Delta T$$

Dunque l'intervallo di tempo proprio è il minimo che si possa misurare.

2.5 Prova sperimentale della teoria della relatività

L'esperimento di Bruno Rossi e David Hall costituisce un'evidenza sperimentale circa la correttezza delle previsioni relative alla dilatazione dei tempi e alla contrazione delle lunghezze contenute nella teoria della relatività ristretta. L'esperimento fu condotto nel 1940 alternativamente a Echo Lake e a Denver e i risultati vennero pubblicati l'anno successivo. Scopo dell'esperimento è selezionare i muoni che abbiano la stessa quantità di moto e misurarne la vita media e il numero. Il loro apparato sperimentale consiste di un contatore Geiger sopra il quale è posto uno strato di materiale assorbente; la presenza di questo strato assorbente fa sì che solamente i muoni la cui energia sia compresa in un certo intervallo di valori rallentino e si arrestino nel rivelatore. I muoni vengono prodotti nell'alta atmosfera dove l'azoto reagisce con i protoni dei raggi cosmici producendo pioni i quali decadono velocemente in muoni. I muoni hanno una vita media a riposo abbastanza elevata prima di decadere in elettroni. Ovviamente il processo di decadimento da muone ad elettrone è spontaneo perché si andrebbe a minimizzare la massa e dunque l'energia relativistica. Avendo precedentemente determinato la vita media del muone a riposo $\tau = 2.2 \mu s$ e la sua velocità $v = 0.995c$, mediante il circuito di coincidenze veloci alla Rossi, e conoscendo la legge di decadimento del muone

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

i due furono in grado di determinare quanti muoni giugnessero al rivelatore rispetto a quelli prodotti nell'alta atmosfera. Seguendo le leggi di meccanica classica, per cui gli intervalli di tempo sono invarianti in qualunque sistema di riferimento, doveva essere

$$N_{EL} = N_{ATM} e^{-\frac{t}{\tau}} = N_{ATM} e^{-\frac{d}{v\tau}} \simeq N_{ATM} e^{-\frac{d}{c\tau}} = N_{ATM} e^{-15.15} \Rightarrow \frac{N_{EL}}{N_{ATM}} \simeq 2 \cdot 10^{-7}$$

essendo N_{EL} il numero di muoni rilevati ad Echo Lake e N_{ATM} il numero di muoni prodotti nell'alta atmosfera, a circa 10 km di altitudine rispetto a Echo Lake. Abbiamo supposto con ragionevolezza che il moto fosse rettilineo uniforme e quindi

$$t = \frac{d}{v}$$

Dunque se nell'alta atmosfera fossero stati prodotti 10 milioni di muoni, ad Echo Lake ne dovrebbe arrivare solamente 1 in contrasto contro i dati derivanti dall'apparato sperimentale. Adoperando correzioni relativistiche alla precedente relazione si ottiene

$$\frac{N_{EL}}{N_{ATM}} = e^{\frac{t}{\gamma\tau}} \simeq e^{-1.51} \simeq 0.22$$

essendo

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-0.995^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-(1-0.005)^2}} \simeq 10$$

Il risultato ottenuto con queste correzioni era già più ragionevole, tuttavia era ancora di tipo semiquantitativo in quanto non si era in grado di conoscere quanti muoni fossero prodotti nell'alta atmosfera. Per capire se questa correzione fosse corretta bastava misurare il numero di muoni ad Echo Lake e a Denver, la cui differenza di altitudine era di 1650 m. Seguendo questo ragionamento doveva essere

$$N_D = N_{EL} e^{\frac{d}{\gamma c\tau}} \simeq N_{EL} e^{-0.25} \Rightarrow \frac{N_D}{N_{EL}} = 0.78$$

Tale risultato era in accordo con i dati sperimentali e ciò provò la dilatazione dei tempi

2.6 Legge di composizione delle velocità

A partire dalle (2.11), determiniamo la legge di composizione delle velocità. In un sistema cartesiano ortogonale avremo per la componente x

$$v'_x = \frac{dx'}{dt'} = \frac{\frac{\partial x'}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial x'}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial x'}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial x'}{\partial t}}{\frac{\partial t'}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial t'}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial t'}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial t'}{\partial t}} = \frac{\gamma v_x - \gamma v_0}{-\gamma \frac{v_0}{c^2} v_x - \gamma} = \frac{v_x - v_0}{1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}} \quad (2.27)$$

Facendo procedimenti analoghi per le componenti y e z della velocità si ottiene:

$$\begin{cases} v'_x = \frac{v_x - v_0}{1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}} \\ v'_y = \frac{v_y}{\gamma \left(1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}\right)} \\ v'_z = \frac{v_z}{\gamma \left(1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}\right)} \end{cases} \quad (2.28)$$

Mostriamo la velocità della luce è uguale in tutti i sistemi di riferimento inerziali. Supponiamo che sia

$$v_x = c$$

Per le (2.28) deve essere

$$\begin{cases} v'_x = \frac{c - v_0}{1 - \frac{v_0 c}{c^2}} = \frac{c - v_0}{\frac{c - v_0}{c}} = c \\ v'_y = 0 \\ v'_z = 0 \end{cases}$$

Le ultime due relazioni sono dovute al fatto che

$$\lim_{v \rightarrow c} \gamma = \lim_{v \rightarrow c} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = +\infty$$

e dunque

$$\lim_{v \rightarrow c} \frac{1}{\gamma} = 0$$

Proviamo che questa legge di composizione delle velocità soddisfa i risultati dell'esperimento di Fizeeau (1.8), cioè:

$$v = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0$$

essendo v la velocità della luce nell'acqua in moto rispetto a terra, c/n la velocità della luce nel sistema in cui l'acqua ferma e v_0 la velocità dell'acqua rispetto a terra. Invertendo la prima delle (2.28) si ottiene

$$v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + \frac{v_0 v'_x}{c^2}} = \frac{\frac{c}{n} + v_0}{1 + \frac{v_0 c}{nc^2}} = \frac{\frac{c}{n} + v_0}{1 + \frac{v_0}{cn}} \quad (2.29)$$

Poiché

$$\frac{v_0}{cn} \ll 1$$

possiamo sviluppare il denominatore in serie di Taylor arrestando lo sviluppo al primo ordine ottenendo

$$v_x = \left(\frac{c}{n} + v_0\right) \left(1 - \frac{v_0}{cn}\right) = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0 - \frac{v_0^2}{cn} \simeq \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0 \quad (2.30)$$

che è la relazione (1.8). Dunque i risultati dell'esperimento di Fizeau trovano significato con la teoria della relatività ristretta e la composizione delle velocità da essa derivante. Inoltre se il mezzo rifrangente è così tenue da avere un indice di rifrazione n che tende a 1, allora otteniamo che la velocità della luce è la stessa in tutti i sistemi di riferimento.

2.6.1 Dai risultati di Fizeau è possibile risalire alle trasformazioni di Lorentz

Lo spazio-tempo 4-dimensionale

3.1 Spazi euclidei

Non appena si introduce un sistema di coordinate ciascun punto è individuato da tre numeri che sono proprio le sue coordinate. Una varietà tridimensionale è costituita da un insieme di punti. Se si vuole passare dalla varietà a uno spazio con delle proprietà geometriche precise, è necessario introdurre una metrica, cioè un'espressione per la distanza tra due punti infinitamente vicini. In accordo con la geometria euclidea, la distanza tra due punti infinitamente vicina può essere scritta come:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad (3.1)$$

Tale quantità è detta metrica euclidea. Essa è invariante per trasformazioni di coordinate e tale è anche la distanza tra due punti qualunque dello spazio. Dunque, nella geometria euclidea, l'invariante che caratterizza lo spazio è la distanza tra due punti

$$r_{12}^2 = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$$

Se aggiungiamo una quarta dimensione al nostro spazio, la metrica diventa

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + dw^2 \quad (3.2)$$

e la distanza tra due punti diventa

$$r_{12}^2 = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 + (w_1 - w_2)^2}$$

3.2 Lo spaziotempo di Minkowski

Le trasformazioni di Lorentz nella forma (2.11) non sembrano simmetriche. Per simmetrizzarle poniamo

$$\tau' = ct' \quad \text{e} \quad \tau = ct$$

Con questa posizione le (2.11) diventano

$$\begin{cases} x' = \gamma(x - \beta\tau) \\ y' = y \\ z' = z \\ \tau' = \gamma(\tau - \beta x) \end{cases} \quad (3.3)$$

Le trasformazioni di Lorentz in questa forma appaiono completamente simmetriche. Notiamo quindi che mentre nella meccanica newtoniana la variabile temporanea era assoluta, nella relatività speciale la variabile temporale non è distinta da quelle spaziali ma dipende da esse. In particolare la variabile temporanea e quelle spaziali mutano nella stessa identica maniera. Ciò portò H. Minkowski a introdurre una nuova visione dello spazio fisico.

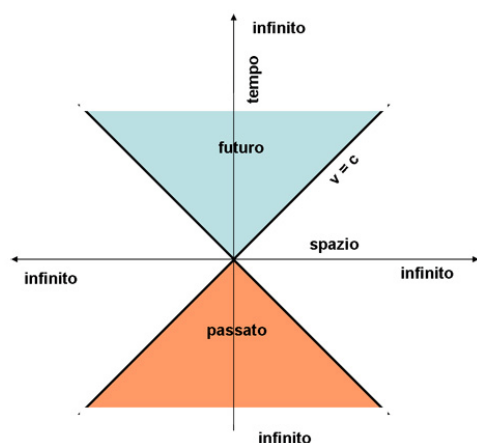


Figura 3.1: *Spaziotempo di Minkowski*

Mentre nella meccanica newtoniana lo spazio fisico era uno spazio a tre dimensioni e il tempo era solo un parametro, Minkowski introdusse uno spazio fisico quadridimensionale detto spaziotempo di Minkowski, in cui ciascun evento ha quattro coordinate (x, y, z, ct) . Le quattro dimensioni dipendono linearmente l'una dalle altre. Nella relatività speciale gli eventi vanno raffigurati in un diagramma detto spaziotempo di Minkowski. Nello spaziotempo di Minkowski (anche detto spazio degli eventi) un punto (**punto d'universo**) indica un evento, mentre il moto di una particella viene rappresentato da una linea di universo. Essendo difficile, se non impossibile, raffigurare uno spazio quadridimensionale possiamo adottare questo espediente: consideriamo una sola variabile spaziale, ad esempio la x , e la variabile temporale ct . In questo modo possiamo

raffigurare lo spaziotempo di Minkowsky come illustrato in figura 3.1. In questo piano risulta possibile raffigurare gli eventi, che saranno bidimensionali (sto infatti trascurando volutamente la y e la z); dunque la quaterna (x, y, z, ct) che raffigura l'evento diventa un punto in questo piano. Nell'origine di questo piano troviamo il nostro presente. L'evento evolve e la sua evoluzione non può trovarsi in qualunque punto del piano nello spazio di Minkowski; infatti poiché deve valere il secondo postulato della relatività ristretta, l'evoluzione dell'evento potrà trovarsi solamente nella regione azzurra della figura 3.1, dunque nella zona compresa tra le due bisettrici. La velocità per raggiungere un punto al di fuori di tale zona è maggiore della velocità della luce e dunque non è possibile correlare con un nesso di causalità un evento iniziale con un evento nella zona al di fuori delle bisettrici. Un evento nella zona compresa tra le due bisettrici può essere, invece, correlato causalmente con l'evento iniziale. Il cono inferiore invece prende il nome di passato e contiene tutti gli eventi che possono avere influenzato il presente. L'unione dei due coni prende il nome di cono luce. Qual è il significato della zona al di fuori delle bisettrici? Tale zona rappresenta gli altri. In particolare l'asse su cui $x = 0$ rappresenta il presente degli altri che più di tutti gli altri punti non può essere influenzato da noi; infatti se noi potessimo influenzare il presente degli altri i segnali dovrebbero propagarsi a velocità infinita. Nello spaziotempo newtoniano invece il passato era rappresentato dal semipiano negativo dei tempi, mentre il futuro dal semipiano positivo dei tempi. Era quindi possibile introdurre linee di passato e linee di futuro in quanto i segnali potevano viaggiare a velocità infinita. Consideriamo due osservatori O e O' , ciascuno dei quali si muova rispetto all'altro con velocità \vec{v} . La linea d'universo di O' rispetto a O sarà una retta passante per l'origine in quanto per $t = 0$ si ha $O = O'$. Quella che per O è la linea di universo di O' , per quest'ultimo rappresenta il suo asse dei tempi ct' perché per O' gli eventi su questo asse avvengono tutti nello stesso posto $x' = 0$. Tracciamo adesso l'equazione di moto di un segnale luminoso $x = \pm ct$. Poiché per il secondo postulato la velocità della luce

deve essere costante in qualunque sistema di riferimento inerziale, allora le rette $x = ct$ e $x' = ct'$ devono essere bisettrici per entrambi i sistemi di coordinate, dunque l'asse x' dovrà essere simmetrico all'asse ct' rispetto alla linea d'universo $x' = ct'$. Nella meccanica galileiana invece l'asse x' sarebbe dovuto coincidere con l'asse x e dunque la velocità della luce non sarebbe stata la stessa nei due sistemi di riferimento, in accordo con la relatività galileiana.

3.3 Intervallo relativistico

Consideriamo una varietà a 4 dimensioni il cui punto generico abbia coordinate $x, y, z, \tau = ct$. Ogni evento fisico può essere associato a un punto di tale varietà e viceversa. A partire da tale varietà si introduce lo spazio di Minkowski o spazio degli eventi. Per fare ciò è necessario determinare una quantità che in tale varietà sia invariante. Se consideriamo soltanto sistemi di riferimento inerziali, le quantità (2.1) risulta essere invariante per ogni coppia di eventi e quindi per ogni coppia di punti dello spazio di Minkowski. Possiamo quindi introdurre una metrica nello spazio di Minkowski data da:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = d\tau^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (3.4)$$

Tale metrica viene detta metrica di Minkowski. Introducendo quindi la matrice della metrica dello spazio di Minkowski

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

si può scrivere la metrica di Minkowski come

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (3.6)$$

È evidente che le (3.2) e (3.4) differiscono solamente per i segni dei coefficienti. La totalità di tali segni è detta segnatura della forma quadratica; mentre la segnatura della (3.2) è $(++++)$, quella della (3.4) è $(+---)$. Uno spazio avente segnatura come quella della (3.4) è detto pseudo-euclideo e le sue proprietà sono profondamente differenti dallo spazio euclideo. In particolare, la distanza tra due punti dello spazio di Minkowski è data da

$$r_{12}^2 = c^2 (\tau_1 - \tau_2)^2 - (x_1 - x_2)^2 - (y_1 - y_2)^2 - (z_1 - z_2)^2 \quad (3.7)$$

Tale intervallo è un invariante ed è detto intervallo relativistico. A differenza dell'invariante euclideo che è sempre positivo, l'intervallo relativistico può essere positivo, negativo o nullo. Dati due eventi $E_1 \equiv O$ ed $E_2 \equiv E$, gli intervalli relativistici vengono classificati come segue:

- Se E appartiene a una delle due rette $x = \pm ct$

$$\Delta s(O, E) = 0$$

l'intervallo si dice di tipo luce, in quanto in tale caso i due eventi sono connessi da un segnale che si propaga alla velocità della luce.

- Se E è interno al cono luce

$$\Delta s(O, E) > 0$$

l'intervallo si dice di tipo tempo, in quanto in tale caso tra i due eventi può esistere una connessione causale.

- Se E appartiene alla regione esterna al cono luce

$$\Delta s(O, E) < 0$$

l'intervallo si dice di tipo spazio, in quanto tra i due eventi non si può stabilire una connessione causale, ma solamente una connessione spaziale.

3.4 Geodetica di un punto materiale libero

Determiniamo adesso la geodetica relativa al moto di un punto materiale nello spazio di Minkowski. In tale spazio la lunghezza dell'elemento infinitesimo di linea è dato da

$$ds = \sqrt{c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} = \sqrt{c^2 - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)} dt \quad (3.8)$$

Introduciamo la funzione

$$f(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) = \sqrt{c^2 - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)} \quad (3.9)$$

Affinché la lunghezza della curva

$$I = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{c^2 - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)} dt \quad (3.10)$$

sia minima è necessario che la funzione soddisfi le equazioni di Eulero-Lagrange, cioè che:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \frac{\partial f}{\partial \dot{x}} - \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial f}{\partial \dot{y}} - \frac{\partial f}{\partial y} = 0 \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial f}{\partial \dot{z}} - \frac{\partial f}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3.11)$$

Essendo

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{\partial f}{\partial z} = 0$$

si ha

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial \dot{x}} = k_1 \\ \frac{\partial f}{\partial \dot{y}} = k_2 \\ \frac{\partial f}{\partial \dot{z}} = k_3 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} -\frac{\dot{x}}{\sqrt{c^2 - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)}} = k_1 \\ -\frac{\dot{y}}{\sqrt{c^2 - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)}} = k_2 \\ -\frac{\dot{z}}{\sqrt{c^2 - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)}} = k_3 \end{cases} \quad (3.12)$$

Sommando in quadratura le equazioni trovate si ottiene

$$\frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}{c^2 - (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)} = k^2 \Rightarrow \frac{v^2}{c^2 - v^2} = k^2 \quad (3.13)$$

Da ciò si ricava immediatamente che il modulo della velocità deve essere costante e pari a

$$v^2 = \frac{k^2}{k^2 + 1} c^2 \quad (3.14)$$

Inoltre, poiché devono valere le (3.12), devono essere costanti anche le sue componenti v_x , v_y e v_z . Dunque il moto di un punto materiale libero nello spazio di Minkowski è rettilineo e uniforme.

Dinamica relativistica

4.1 Quadrivettori

Così come in uno spazio tridimensionale, le coordinate di un punto in uno spazio a quattro dimensioni possono essere trattate come le componenti di un raggio vettore quadridimensionale avente la coda nell'origine del sistema di riferimento e la punta nel punto considerato. Indicheremo il quadrivettore con una lettera maiuscola in grassetto: il quadrivettore posizione sarà indicato col simbolo **R**. Le componenti del quadrivettore posizione potranno essere espresse sia con la notazione immaginaria (a cui è associata una matrice della metrica euclidea) sia con la notazione a cui è associata metrica pseudoeuclidea. Tuttavia mentre la notazione immaginaria risulta priva di utilizzo fisico, l'utilizzo di variabili reali ci permetterà in seguito di introdurre il formalismo della teoria della relatività generale. Il quadrivettore posizione dunque sarà espresso come:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} x^0 & x^1 & x^2 & x^3 \\ ct & x & y & z \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

L'utilizzo dell'indice in alto non è casuale: l'utilizzo delle variabili reali implica l'esistenza di una differenza tra componenti covarianti e controvarianti, dunque queste ultime saranno indicate con l'indice in alto.

L'intervallo relativistico potrà dunque essere scritto come:

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = dx^\alpha dx_\alpha \quad (4.2)$$

essendo $g_{\alpha\beta}$ la matrice della metrica pseudoeuclidea introdotta nel paragrafo 3.3.

Le trasformazioni di Lorentz mostrano come si trasformano le componenti di un quadrivettore posizione, che sono proprio le coordinate di un evento:

$$\begin{cases} x^{0'} = \gamma (x^0 - \beta x^1) \\ x^{1'} = \gamma (x^1 - \beta x^0) \\ x^{2'} = x^2 \\ x^{3'} = x^3 \end{cases} \quad (4.3)$$

Il quadrivettore posizione può anche essere scritto nella forma

$$\mathbf{R} = (ct, \vec{r})$$

essendo \vec{r} il vettore posizione nello spazio tridimensionale.

Il quadrivettore posizione è solo un tipo di quadrivettore. In generale un quadrivettore può essere scritto nella forma

$$\mathbf{A} = (A^0, A^1, A^2, A^3)$$

Le sue componenti dovranno soddisfare le trasformazioni di Lorentz:

$$\begin{cases} A^{0'} = \gamma (A^0 - \beta A^1) \\ A^{1'} = \gamma (A^1 - \beta A^0) \\ A^{2'} = A^2 \\ A^{3'} = A^3 \end{cases}$$

Nello spazio di Minkowski risulta essere invariante la norma di un vettore (poiché per il quadrivettore posizione essa risulta essere proprio l'intervallo relativistico che è invariante), dunque dovrà essere

$$\mathbf{A}^2 = g_{\alpha\beta} A^\alpha A^\beta = A^\alpha A_\alpha = A^{0^2} - A^{1^2} - A^{2^2} - A^{3^2}$$

Abbiamo introdotto in maniera implicita le componenti covarianti, definite come

$$A_\alpha = g_{\alpha\beta} A^\beta$$

Si nota immediatamente che

$$A_0 = A^0 \quad A_1 = -A^1 \quad A_2 = -A^2 \quad A_3 = -A^3$$

Nello spazio di Minkowski tutte le quantità fisiche devono essere definite in modo tale che soddisfino le trasformazioni di Lorentz. Tutte le quantità che hanno un significato fisico reale devono essere definite come tensori: scalari (tensori di rango 0), quadrivettori (tensori di rango 1) o tensori di rango maggiore di 1.

4.2 Quadrivettore velocità e quadrivettore accelerazione

Per estendere le leggi della dinamica allo spaziotempo di Minkowski bisogna introdurre i quadrivettori necessari. Dobbiamo costruire, dunque, il quadrivettore velocità e il quadrivettore accelerazione nello stesso modo in cui abbiamo fatto in uno spazio tridimensionale. Tuttavia, mentre in uno spazio tridimensionale la velocità è definita come la derivata del raggio vettore \vec{r} rispetto al tempo, nello spazio di Minkowski il quadrivettore velocità non potrà essere definito come la derivata del quadrivettore posizione rispetto al tempo, in quanto esso non è uno scalare. È necessario dunque determinare uno scalare che permetta di definire il quadrivettore velocità. Esso risulta essere il tempo proprio di una particella, in quanto è una quantità temporale invariante. Consideriamo una particella in un riferimento K e supponiamo che le sue coordinate varino di una quantità dx, dy, dz nel dt . Consideriamo adesso il riferimento K' solidale alla particella;

in tale riferimento le coordinate della particella nel tempo dt' non variano. L'intervallo relativistico risulta quindi essere:

$$ds^2 = c^2 dt'^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = c^2 dt'^2$$

Nel riferimento K' l'intervallo di tempo dt' è il tempo proprio. Detto $d\tau$ il tempo proprio, dalla precedente equazione si ha che

$$d\tau = \frac{ds}{c} = \sqrt{1 - \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{c^2 dt'^2}} dt' = \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dl}{dt'} \right)^2} dt' = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt' = \frac{dt'}{\gamma}$$

Possiamo quindi definire il quadrivettore velocità come:

$$\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{R}}{d\tau} \quad (4.4)$$

Poiché $d\tau$ è un invariante e $d\mathbf{R}$ è un quadrivettore, \mathbf{V} risulta essere un quadrivettore. Le ultime tre componenti di tale quadrivettore risultano essere le componenti della convenzionale trivelocità moltiplicate per il fattore γ :

$$V_\alpha = \frac{dx^\alpha}{d\tau} = \gamma \frac{dx^\alpha}{dt} = \gamma v^\alpha \quad \alpha = 1, 2, 3 \quad (4.5)$$

La prima componente va trovata separatamente:

$$V_0 = \frac{dx^0}{d\tau} = \gamma \frac{d(ct)}{dt} = \gamma c \quad (4.6)$$

Il quadrivettore velocità può essere scritto come:

$$\mathbf{V} = (\gamma c, \gamma v_x, \gamma v_y, \gamma v_z) \quad (4.7)$$

Quando $\beta \rightarrow 0$, cioè $v \ll c$, si ha che $\gamma \rightarrow 1$ e quindi le ultime tre componenti coincidono con la trivelocità. Risulta essere di particolare interesse la prima componente: essa è non nulla anche quando la particella è a riposo. Ciò significa che il tempo non può essere fermato e scorre senza interruzioni. Conseguentemente nello spazio di Minkowski non è possibile definire uno stato di quiete. La quadrivelocità può anche essere scritta come:

$$\mathbf{V} = (c\gamma, \gamma \vec{v}) \quad (4.8)$$

essendo \vec{v} la trivelocità. La norma della quadrivelocità è invariante, infatti:

$$\mathbf{V}^2 = c^2 \gamma^2 - \gamma^2 v^2 = \gamma^2 (c^2 - v^2) = c^2 \gamma^2 \frac{1}{\gamma^2} = c^2$$

Possiamo adesso definire la quadriaccelerazione come:

$$\mathbf{A} = \frac{d^2 \mathbf{R}}{d\tau^2} = \frac{d\mathbf{V}}{d\tau} \quad (4.9)$$

o esprimendolo per componenti

$$A^\alpha = \frac{dV^\alpha}{d\tau} = \frac{d^2 x^\alpha}{d\tau^2}$$

Si dimostra che

$$\mathbf{A} = \left(\gamma \frac{d}{dt} (c\gamma), \gamma \frac{d}{dt} (\gamma \vec{v}) \right) = \left(\frac{\gamma}{mc} \frac{d\mathcal{E}}{dt}, \gamma \frac{d}{dt} (\gamma \vec{v}) \right) \quad (4.10)$$

dove \mathcal{E} è l'energia della particella che verrà definita nel prossimo paragrafo.

4.3 Quadriforza ed equazione del moto quadridimensionale

Nella meccanica non relativistica la seconda legge di Newton può essere scritta nella forma

$$\frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \vec{F} \quad (4.11)$$

o equivalentemente

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (4.12)$$

dove $\vec{p} = m\vec{v}$ è il quantità di moto classica della particella e \vec{F} è un trivettore che rappresenta una forza. Moltiplicando ambo i membri della (4.11) per $\vec{v}dt$ si ottiene

$$d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \vec{F} \cdot \vec{v}dt \quad (4.13)$$

Il secondo membro della (4.13) rappresenta il lavoro compiuto dalla forza \vec{F} ; in accordo con la legge di conservazione dell'energia il primo membro deve rappresentare tale variazione di energia. Dunque, l'energia di una particella può essere definita come $T = \frac{mv^2}{2}$. Essa è associata solamente con il moto della particella; dunque è più corretto chiamarla energia cinetica. Sottolineiamo che se un oggetto in quiete possiede un'energia \mathcal{E}_0 , allora quando è in moto avrà un'energia $\mathcal{E} = T + \mathcal{E}_0$. La costante \mathcal{E}_0 può essere intesa come un'energia interna della particella costante. Nella meccanica classica essa può essere trattata come una costante arbitraria e viene arbitrariamente posta uguale a zero in modo che l'energia totale di una particella sia pari alla sua energia cinetica.

Supponiamo adesso che la particella si trovi in un campo che ammetta potenziale cioè tale che la forza agente sulla particella si possa scrivere come $\vec{F} = -\vec{\nabla}U$, essendo $U(x, y, z)$ l'energia potenziale del campo. Poiché $\vec{v}dt = d\vec{r}$ e $\vec{\nabla}U \cdot d\vec{r} = dU$, la (4.13) potrà essere scritta nella forma:

$$d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = -dU \quad (4.14)$$

da cui segue la legge di conservazione dell'energia totale

$$\frac{d}{dt}(T + U) = 0 \quad (4.15)$$

Possiamo quindi definire il quadrivettore quantità di moto \mathbf{P} . Come nel caso della quantità di moto tridimensionale ($\vec{p} = m\vec{v}$), definiamo il quadrivettore quantità di moto come il prodotto di un invariante scalare (la massa m) per la quadrirelocità \mathbf{V} , dunque $\mathbf{P} = m\mathbf{V}$. Scrivendo tale relazione per componenti si ottiene

$$\mathbf{P} = (m\gamma c, m\gamma\vec{v}) \quad (4.16)$$

L'invariante m è detto massa a riposo. Tale nome verrà chiarito in seguito. Analogamente all'equazione del moto tridimensionale, l'equazione del moto quadridimensionale può essere scritta nella forma

$$\frac{d\mathbf{P}}{d\tau} = \mathbf{F} \quad (4.17)$$

dove \mathbf{F} è il quadrivettore forza, le cui componenti devono ancora essere determinate. Le componenti di $d\mathbf{P}/d\tau$ sono immediate da ottenere in quanto conosciamo già $d\mathbf{V}/d\tau$ dall'equazione (4.10) e m è un invariante:

$$\frac{d\mathbf{P}}{d\tau} = \left(\gamma \frac{d}{dt} (mc\gamma), \gamma \frac{d}{dt} (m\gamma \vec{v}) \right) \quad (4.18)$$

Avremo quindi:

$$\mathcal{F}^\alpha = \gamma \frac{d}{dt} (m\gamma v_\alpha) \quad \alpha = 1, 2, 3 \quad (4.19)$$