

# Corso: Meccanica Quantistica Relativistica/Unificazione della meccanica quantistica e della relatività/Equazione di Dirac

Tale problema condusse P.A.M. Dirac nel 1928 a formulare la sua equazione, che fra l'altro porta alla predizione dell'esistenza delle antiparticelle. La situazione in cui il numero delle particelle è una variabile viene detto seconda quantizzazione.

L'equazione che Dirac cercava doveva soddisfare i seguenti requisiti:

1. Deve essere lineare (per conservare il principio di sovrapposizione proprio dell'equazione di Schrödinger);
2. Deve rispettare la condizione relativistica fra  $E$  e  $p$ , comprendere le derivate di spazio e tempo sullo stesso piano (per avere una formulazione relativistica);
3. Deve contenere solo le derivate prime (per non incorrere nel problema dell'equazione di Klein-Gordon);
4. Deve tuttavia soddisfare l'equazione di Klein-Gordon  $[\square - m^2 c^2 / \hbar^2] \psi = 0$  (per contenere in sé la relazione relativistica  $E^2 = p^2 + m^2 c^4$ );
5. Deve essere covariante a vista (per conservare l'invarianza per trasformazioni)

Impostiamo quindi una relazione lineare con le derivate prime, imponendo in tal modo i requisiti (1) e (3):

$$E = [\alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \beta mc] \psi \Rightarrow [p_4 - \alpha_1 p_1 - \alpha_2 p_2 - \alpha_3 p_3 - \beta mc] \psi = 0$$

I coefficienti  $\alpha_i$  e  $\beta$  sono calcolati imponendo le altre condizioni. Moltiplichiamo infatti la relazione precedente per la sua coniugata  $[p_4 + \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \beta mc]$  per imporre le condizioni (2) e (4). Si ottiene allora:

$$\left[ p_4^2 - p_4 \sum_i \alpha_i p_i - p_4 \beta mc + \sum_i \alpha_i p_i \cdot p_4 - \sum_i \sum_j \frac{\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i}{2} p_i p_j + \right. \\ \left. - \sum_i \alpha_i \beta mc p_i + \beta mc p_4 - \beta mc \sum_i \alpha_i p_i - \beta^2 m^2 c^2 \right] \psi = 0$$



e tenendo presente che  $\alpha_i$  e  $\beta$  commutano con  $p$  (sono in effetti dei coefficienti), si ricava:

$$\left[ p_4^2 - \sum_i \sum_j \frac{\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i}{2} p_i p_j - \sum_i (\alpha_i \beta + \beta \alpha_i) m c p_i - \beta^2 m^2 c^2 \right] \psi = 0$$

Siamo giunti quindi ad un'equazione del II ° ordine, che deve corrispondere alla relazione relativistica della condizione(4). Esplicitando la componente  $p_4$  :

$$\left[ -\frac{E^2}{c^2} + \sum_i \sum_j \frac{\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i}{2} p_i p_j + \sum_i (\alpha_i \beta + \beta \alpha_i) m c p_i + \beta^2 m^2 c^2 \right] \psi = 0$$

Per ottenere ora la relazione  $E^2 = p^2 + m^2$  a partire da questa equazione, dobbiamo ritrovare il termine  $p^2$  e i termini misti in  $m c p_i$  devono essere nulli. I coefficienti devono quindi sottostare alle condizioni:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i}{2} &= \delta_{ij} \\ \alpha_i \beta + \beta \alpha_i &= 0 \\ \beta^2 &= \mathbb{I} \end{aligned}$$

ed in questo caso la relazione diventa:

$$p_4 \psi = \left[ \sum_i \alpha_i p_i + \beta m c \right] \psi$$

Bisogna ora explicitare i coefficienti da inserire nell'equazione. I coefficienti  $\alpha_i$  soddisfano la proprietà di *anticommutazione* e quelle delle matrici. Questo implica immediatamente che  $\psi$  non può essere uno scalare, ma un vettore sul quale queste matrici possono operare. La seconda proprietà ci permette di dedurre:

$$\alpha_i \beta = -\beta \alpha_i \quad \Rightarrow \quad \det \alpha_i \cdot \det \beta = (-1)^N \det \beta \cdot \det \alpha_i$$

in  $N$  dimensioni. Ma il determinante e' un numero, quindi **N deve essere pari**. Essendo anche il determinante diverso da 0, possiamo prendere le matrici inverse e dalla stessa relazione ricavare le condizioni:

$$\alpha_i^{-1} \alpha_i \beta = -\alpha_i^{-1} \beta \alpha_i \quad \Rightarrow \quad \beta = -\alpha_i^{-1} \beta \alpha_i$$

e prendendone le tracce:

$$\text{Tr} \beta = -\text{Tr} \beta \quad \Rightarrow \quad \text{Tr} \beta = 0$$

moltiplicando invece per  $\beta^{-1}$  si ricava:

$$\beta^{-1} \alpha_i \beta = -\beta^{-1} \beta \alpha_i \quad \Rightarrow \quad \alpha_i = -\beta^{-1} \alpha_i \beta \quad \Rightarrow \quad \text{Tr} \alpha_i = \text{Tr} \quad \Rightarrow \quad \text{Tr} \alpha_i = 0$$



le 3 matrici  $\alpha_i$  e la  $\beta$  sono quindi matrici non unitarie a traccia nulla di dimensione pari. La matrice  $\beta$ , per via della traccia nulla e della terza condizione sul suo quadrato, deve avere la forma:

$$\beta = \begin{pmatrix} 1 & & & & & \\ & \ddots & & & & \\ & & 1 & & & \\ & & & -1 & & \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & -1 \end{pmatrix}$$

La dimensione minima che soddisfa tutte queste richieste è 4 in quanto a causa della particolare forma della terza matrice  $\sigma_3$  non è possibile soddisfare queste condizioni in uno spazio a dimensione 2, in quanto una base è composta dalle tre matrici di Pauli più la matrice unitaria. Si noti tuttavia che questo numero non ha alcuna relazione con le dimensioni dello spazio-tempo.

Notando che in uno spazio  $2 \times 2$  una base matriciale è costituita dalla matrice identità e dalle tre matrici di Pauli  $\sigma_k$ :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

e notando inoltre che le matrici di Pauli possono essere utilizzate a livello più generale come elementi di matrici a

blocchi, si può senz'altro scegliere come base:

$$\alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} \mathbb{I} & 0 \\ 0 & -\mathbb{I} \end{pmatrix}$$

Ovvero, esplicitamente:

$$\alpha_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \alpha_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \alpha_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Questa scelta costituisce la cosiddetta *rappresentazione standard* o *rappresentazione di Dirac*, altre due rappresentazioni possibili sono quella di Weyl e quella di Majorana.

L'equazione in forma operatoriale assume questo aspetto:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = \frac{c}{i} \sum_k \alpha_k \partial_k \psi + \frac{mc^2}{\hbar} \beta \psi$$

la cui complessa coniugata è: <sup>\*</sup>[1]



$$-i \frac{\partial}{\partial t} \psi^\dagger = -\frac{c}{i} \sum_k \partial_k \psi^\dagger \alpha_k + \frac{mc^2}{\hbar} \psi^\dagger \beta$$

Seguendo il procedimento standard per trovare l'equazione di continuità, possiamo ora moltiplicare la prima per  $\psi^\dagger$  a sinistra e la seconda per  $\psi$  a destra. Sottraendo poi la seconda dalla prima si ottiene:

$$i \left[ \psi^\dagger \frac{\partial}{\partial t} \psi + \frac{\partial}{\partial t} \psi^\dagger \cdot \psi \right] = \frac{c}{i} \sum_k \left( \psi^\dagger \alpha_k \partial_k \psi + \partial_k \psi^\dagger \alpha_k \psi \right)$$

ovvero:

$$i \frac{\partial}{\partial t} (\psi^\dagger \psi) = \frac{c}{i} \sum_k \partial_k (\psi^\dagger \alpha_k \psi)$$

È possibile quindi definire una densità di probabilità ed una densità di corrente di probabilità rispettivamente come:

$$\begin{aligned} \rho &= \psi^\dagger \psi \\ j_k &= c \psi^\dagger \alpha_k \psi \end{aligned}$$

ed ottenere infine l'equazione di continuità nella solita forma, dove il termine  $c\vec{\alpha}$  risulta legato alla velocità ed in cui la densità di probabilità è effettivamente definita positiva:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$$

Resta da soddisfare infine la condizione (5). L'equazione scritta qui è in realtà già covariante e si esplicita semplicemente moltiplicando a sinistra per  $\beta$  :

$$\frac{i\beta}{c} \frac{\partial}{\partial t} \psi + i\beta \alpha_k \partial_k \psi - \frac{mc}{\hbar} \psi = 0$$

Introduciamo ora la notazione standard di Dirac, facendo le posizioni (*Matrici di Dirac*):

$$i\beta \equiv \gamma_4 \qquad \beta \alpha_i \equiv \gamma_i$$

Questo permette di riscrivere l'equazione in forma più compatta:

$$\begin{aligned} i\gamma_4 \partial_4 \psi + i\vec{\gamma} \cdot \vec{\nabla} \psi - \frac{mc}{\hbar} \psi &= 0 \rightarrow \\ -\gamma_4 \frac{\hbar}{i} \partial_4 \psi - \frac{\hbar}{i} \vec{\gamma} \cdot \vec{\nabla} \psi - mc\psi &= 0 \rightarrow \\ (\gamma_4 p_4 + \vec{\gamma} \cdot \vec{p} + mc) \psi &= 0 \end{aligned}$$

La covarianza a vista è ormai già evidente. Riscrivendo l'equazione in termini di quadrivettori si trova la forma definitiva per l'equazione di Dirac:



$$(\gamma_\mu \cdot \hat{p}_\mu + mc)\psi = 0$$

Si può introdurre anche la notazione  $\not{\hat{P}} \equiv \gamma_\mu \cdot \hat{p}_\mu$ , [2] che permette di scrivere l'equazione di Dirac nella forma eccezionalmente compatta:

$$(\not{\hat{P}} + mc)\psi = 0$$

Evidenziamo ora alcune proprietà delle matrici  $\gamma_\mu$ . In primo luogo:

$$\left. \begin{aligned} \gamma_4^\dagger &= -i\beta^\dagger = -\gamma_4 \\ \gamma_i^\dagger &= \alpha_i^\dagger \beta^\dagger = \alpha_i \beta = -\beta \alpha_i = -\gamma_i \end{aligned} \right\} \Rightarrow \gamma_\mu^\dagger = -\gamma_\mu$$

Dall'equazione di Dirac si ricava invece:

$$\alpha_i \beta^2 \alpha_j + \alpha_j \beta^2 \alpha_i = 2\delta_{ij} \Rightarrow -\beta \alpha_i \beta \alpha_j - \beta \alpha_j \beta \alpha_i = 2\delta_{ij} \Rightarrow \gamma_i \gamma_j + \gamma_j \gamma_i = -2\delta_{ij}$$

ed in particolare, se  $i = j$ ,  $\gamma_i^2 = -\mathbb{I}$ . Inoltre, per la quarta componente:

$$\alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0 \Rightarrow -i\gamma_i \gamma_4 - i\gamma_4 \gamma_i = 0$$

e dunque in definitiva vale l'importante relazione:

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = -2\delta_{\mu\nu}$$

1. Siccome si ha a che fare con vettori, con la notazione  $\psi^\dagger$  si indica l'operazione di coniugazione complessa degli elementi più quella di inversione righe/colonne. In pratica, se  $\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$  allora  $\psi^\dagger = (\psi_1^*, \psi_2^*)$ .
2. Questa notazione si usa per snellire le formule in cui compare il prodotto della matrice  $\gamma_\mu$ , quindi in generale  $\not{A} \equiv \gamma_\mu \cdot \hat{A}^\mu$ .



---

# 1 Fonti per testo e immagini; autori; licenze

## 1.1 Testo

- Corso:Meccanica Quantistica Relativistica/Unificazione della meccanica quantistica e della relatività/Equazione di Dirac *Fonte:* [https://it.wikitolearn.org/Corso%3A%20Meccanica\\_Quantistica\\_Relativistica/Unificazione\\_della\\_mecanica\\_quantistica\\_e\\_della\\_relativita%3A0/Equazione\\_di\\_Dirac?oldid=47275](https://it.wikitolearn.org/Corso%3A%20Meccanica_Quantistica_Relativistica/Unificazione_della_mecanica_quantistica_e_della_relativita%3A0/Equazione_di_Dirac?oldid=47275) *Contributori:* Valsdav e Valeb

## 1.2 Immagini

## 1.3 Licenza dell'opera

- [Project:Copyright Creative Commons Attribution Share Alike 3.0 & GNU FDL]
- Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0

