Errata prima edizione (corretti a partire dalla prima ristampa 2024)

- Pag. viii della prefazione: il nome di S. Weinberg contiene un typo.
- Pag. 6, 7, 9: la notazione viene cambiata e i coefficienti C_k e B_i diventano erroneamente C_i e B_j.
- Pag. 11, prima dell'Eq .(2.73): 'Possiamo quindi associare [...] della forma (2.71)'
- Pag. 27, penultima frase prima del complemento: 'La probabilità di questa misura [...] essendo Π il proiettore nel sottospazio dato' (invece che P). Analogamente, nella seconda riga della Eq. (2.122) l'aggiunto del proiettore è $\Pi^\dagger$ e non $P^\dagger$.
- Pag. 28 e 29: si sostituisca ovunque 'postulati della meccanica quantistica' con 'postulati della fisica quantistica' (e si faccia lo stesso nell'indice).
- Pag. 51, dopo la Eq. (3.151): nel membro più a destra della catena di equazioni gli stati $|\phi\rangle$ e $|\psi\rangle$ sono scambiati. L'espressione corretta è

$$\langle\beta|\alpha\rangle = \langle\phi|\psi\rangle\langle x|x\rangle = \langle\phi|\psi\rangle\langle\phi|\psi\rangle. \tag{3.151}$$

- Pag. 56, Dopo Eq. (4.1): 'I postulati della meccanica quantistica' diventi 'I postulati della fisica quantistica'
- Pagina 67, appena prima di Eq. (4.76): 'maccanica classica' $\longrightarrow$ 'meccanica classica'.
- Pag. 68, l;ultima uguaglianza della (4.84) deve essere $A' = A + i\varepsilon[A, G]$.
- Pag. 81: 'L'ultimo dei postulati della meccanica quantistica' diventi 'l'ultimo dei postulati della fisica quantistica'
- Pag. 82, Eq. (5.32): la hamiltoniana deve essere valutata a t_0.
- Pagina 86, dopo Eq. (5.63):
  errata: Possiamo usare questo risultato per calcolare la probabilità che uno stato preparato in un autostato della hamiltoniana al tempo $t = 0$ venga rivelato nell'altro autostato a un tempo t generico.
  corrige: Possiamo usare questo risultato per calcolare la probabilità che uno stato preparato in uno dei due stati $|\pm\rangle$ di Eq. (5.61) al tempo $t = 0$ venga rivelato nell'altro stato a un tempo t generico.
- Pag. (88) 'hamiltoninana' diventi 'hamiltoniana'.
- Pagina 100, l'Eq. (6.16) va corretta in

$$\langle k'^{\pm}|k^{\pm}\rangle = \delta(k - k') \pm \delta(k + k') \tag{6.16}$$

- Pag. 103, dopo la Eq. (6.40): il coefficiente di normalizzazione è $(2\pi\hbar F)^{-1/2}$.
- Pag. 107, prima della Eq. (6.72): 'conviene esprimere λ in termini dell'indeterminazione in posizione usando l'eq. (6.70)'

- Pag. 108, Eq. (6.73): nell'ultimo termine compare un fattore $\hbar$ di troppo. L'espressione corretta è

$$\psi(k) = [...] = \mathcal{N}' e^{-i\frac{p}{\hbar}x_0} e^{-\frac{(p-p_0)^2}{4\Delta^2 p}}, \tag{6.73}$$

- Pag. 109, Eq. (6.80) e testo appena precedente: mancano due fattori $\hbar$.

  Ciascuno degli autostati di energia di cui il pacchetto è sovrapposizione si muove nel tempo con impulso $\hbar k$ e velocità di fase definita da:

$$v_k = \frac{\hbar k}{m}. \tag{6.80}$$

- Pag. 120, Eq. (7.17): l'estremo di integrazione inferiore del secondo integrale è ovviamente $-a$.

- Pag. 124, in Eq. (7.44) l'argomento della funzione deve essere $\sin^2(\pi n x/l)$

- Pag. 128, due righe sotto Eq. (7.74): "Osserviamo inoltre che valor medio" diventi "Osserviamo inoltre che il valor medio".

- Pag. 128, Eq. (7.77): il fattore di fase è $\exp(-i\omega t)$ (manca un segno meno).

- Pag. 143, sei righe sotto Eq. (8.16):

  errata: In linea di principio, potrebbe darsi che [...] siano

  corrige: In linea di principio, potrebbe darsi che [...] fossero

- Pag. 151, in eq. (8.76) la sommatoria corre su n non su k.

- pag. 152, in eq. (8.87) l'esponente corretto a secondo membro deve essere $e^{a\hat{x}+b\hat{p}}$.

- Pag. 169, Eq. (9.22): nel membro centrale dell'equazione manca un fattore $(-i\hbar)$.

- Pag. 179, Eq. (9.107) e (9.108): in entrambe le equazioni, il secondo passaggio deve leggersi $-i\hbar\left(\partial_i x_j - x_j \partial_i\right)$ (gli indici i e j del secondo termine sono invertiti).

- Pag. 183, Eq. (9.141): nella seconda riga la parentesi tonda va chiusa dopo il termine $\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}$ dimodoché

$$\frac{\vec{p}^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{\vec{L}^2}{2mr^2}$$

- Pag. 197, testo del Complemento 28: manca un segno di vettore in $\vec{v} \cdot \vec{x}\phi(r)$.

- Pag. 198, in eq. (10.87) terza riga: $x^i L^2 + i\hbar(\dots)$. Nel paragrafo precedente manca la preposizione: '[...] è un'autofunzione di L^2'

- Pag. 201; l'Eq. (10.111) deve essere

$$\int d\vec{x}\,\delta^{(3)}(\vec{x})f(\vec{x}) = \int r^2 dr d\cos\vartheta d\varphi f(\vec{x})\delta^{(3)}(\vec{x}) = 4\pi \int r^2 dr \delta^{(3)}(\vec{x})f(\vec{x}) = f(0), \tag{10.111}$$

- Pag. 204, in eq. (10.125), si calcola il commutatore $[S_i, S_j]$.
- Pag. 205, Eq. (10.131): l'elemento $(3,3)$ delle prime due matrici non è 0, ma 1.
- Pag. 208, paragrafo 10.4.2, terza riga: '[...]. Per un sistema di spin $\frac{1}{2}$ [...]'
- Pag. 209, dopo l'Eq. (10.156), seconda riga: '[...] i ket sono rappresentati come vettori colonna e i bra [...]'
- Pag.217, complemento 33. Il complemento contiene diverse imprecisioni nella prima parte del testo. Per convenienza, riportiamo interamente la prima parte del complemento corretta.

Complemento 33 Interazione spin-orbita e spin-spin.

Dato un sistema di due particelle di spin $\frac{1}{2}$ *con spin* $\vec{S}_1$ *e* $\vec{S}_2$ *che interagiscono attraverso il potenziale* $V = V(|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|) + B_1 \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) + B_2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$*, dove* $\vec{L}$ *è il momento angolare relativo del sistema di due particelle, e* B_1*,* B_2 *sono due costanti, separare il problema, e, supponendo noto lo spettro della hamiltoniana* H_r *che abbiamo definito nella Eq. (9.88), determinare lo spettro di energia e la sua degenerazione.*

Una situazione tipica in cui è necessario comporre momento angolare e spin per diagonalizzare la hamiltoniana è quella di un sistema di due particelle aventi spin $\vec{S}_1$, $\vec{S}_2$ la cui interazione è descritta dalla hamiltoniana

$$H = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + V(|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|) + B_1 \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) + B_2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \tag{10.223}$$

dove $\vec{L}$ è il momento angolare relativo del sistema di due particelle.

Consideriamo il caso in cui le due particelle abbiano entrambe spin $\frac{1}{2}$. Per prima cosa separiamo il moto del baricentro da quello relativo. La hamiltoniana diventa

$$\begin{aligned} H &= \frac{P^2}{2M} + \frac{p_r^2}{2\mu} + \frac{L^2}{2\mu r^2} + V(r) + B_1 \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) + B_2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \\ &\equiv H_B + H_{\text{rel}}, \end{aligned} \tag{10.224}$$

dove H_B è la hamiltoniana baricentrale $H_B = \frac{P^2}{2M}$ che abbiamo così separato dalla hamiltoniana relativa H_{rel}. Quest'ultima ora include, oltre alla hamiltoniana H_r Eq. (9.88), un termine di accoppiamento fra momento angolare orbitale relativo e spin totale (accoppiamento spin-orbita) ed un termine di accoppiamento fra gli spin delle due particelle (accoppiamento spin-spin).

Supponendo ora che la hamiltoniana H_r abbia autovalori $E_{n\ell}$ possiamo diagonalizzare la hamiltoniana relativa H_{rel} usando la base degli autostati comuni degli operatori J^2, J_z, S^2, S_1^2, S_2^2, L^2, dove $\vec{J}$ e $\vec{S}$ sono, rispettivamente, il momento angolare totale e lo spin totale. In termini di questi operatori la hamiltoniana relativa è

$$H_{\rm rel} = H_r + \frac{B_1}{2}(J^2 - L^2 - S^2) + \frac{B_2}{2}(S^2 - S_1^2 - S_2^2), \qquad (10.225)$$

e quindi i suoi autovalori sono

$$E = E_{n\ell} + \frac{\hbar^2 B_1}{2}(j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)) + \frac{\hbar^2 B_2}{2}(s(s+1) - 3/2). \qquad (10.226)$$

- Pag. 218, fine del complemento 33: gli autovalori dell'Eq. (10.226) sono quelli della hamiltoniana relativa $H_{\rm rel}$. Inoltre, la degenerazione del sistema è $d = 2j + 1$, non $d = 2j_z + 1$, come erroneamente indicato prima e dopo le Eq. (10.228-10.230).
- Pag. 230, c'è uno spazio di troppo prima nella riga dopo Eq. (11.48).
- Pag. 230, penultima riga prima del paragrafo (11.2.2): '[...] i valori del momento angolare semi-interi[...]' al posto di '[...] i valori interi del momento angolare semi-interi[...]'.
- Pag. 237, Eq. (11.100): $j_2 = \frac{J}{2}$.
- Pag. 241, Eq. (11.124): $|\psi(\lambda r)| \to |\psi(\lambda r)|^2$, $|\psi(r)| \to |\psi(r)|^2$. La normalizzazione è $|\mathcal{N}_\lambda| = \lambda^{3/2}$.
- Pag. 242: rimuovere "come verificheremo esplicitamente nel seguito." poco dopo Eq. (11.130).
- Pag. 245, prima riga: $\frac{\partial L}{\partial \vartheta} = 0$.
- Pag. 248, la seconda riga di eq. (11.175) deve essere $= \frac{1}{2}\left(p^j i\hbar\partial_j \frac{x^i}{r} + i\hbar\partial_j \frac{x^i}{r} p^j\right)$
- Pag. 251, secondo paragrafo: 'Possiamo ora finalmente usare la eq. (11.197)[...]'.
- Pag. 256, Eq. (11.240): il peso esponenziale non è corretto. Inoltre l'equazione vale per qualunque ℓ fisso, non solo per $\ell = 0$. Sostituire l'intera frase con 'L'ortonormalità degli stati

$$\langle n\ell | n'\ell\rangle = \int dr\ r^2 \exp\left(-\frac{2r}{\hbar^2}\left(\frac{1}{n} + \frac{1}{n'}\right)\right) L_{n,\ell}(r) L_{n',\ell}(r) = \delta_{nn'} \qquad (11.240)$$

  implica che i polinomi $L_{n,\ell}(r)$ per ℓ fisso formano una base ortonormale completa sotto integrazione nell'intervallo $[0,\infty]$ con un peso esponenziale.'
- Pag. 260, Errata: "Il punto di vista hamiltoniano sembra prestarsi male"; corrige: "Il punto di vista lagrangiano sembra prestarsi male".
- Pag. 269, in eq. (12.59) l'ultimo esponente è $e^{\frac{idS(t_i)}{\hbar}}$.

- A pag. 270 l'Eq. (12.61) contiene dei fattori spuri. L'espressione corretta è

$$\begin{aligned} K(q_\mathrm{f}, t_\mathrm{f}; q_\mathrm{i}, t_\mathrm{i}) &= \int dq_1 dq_2 \cdots dq_{n-1}\ \langle q_\mathrm{f}|S(t_\mathrm{f}, t_{n-1})|q_{n-1}\rangle \ldots \langle q_2|S(t_2, t_1)|q_1\rangle\langle q_1|S(t_1, t_\mathrm{i})|q_\mathrm{i}\rangle \\ &= \int dq_1 \frac{dp_1}{2\pi\hbar} dq_2 \frac{dp_2}{2\pi\hbar} \cdots dq_{n-1} \frac{dp_{n-1}}{2\pi\hbar} e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_{n-1}\dot q_{n-1} - H(p_{n-1}, q_{n-1}))} \\ &\qquad \ldots e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_2\dot q_2 - H(p_2,q_2))} e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_1\dot q_1 - H(p_1,q_1))}. \end{aligned} \tag{12.61}$$

- Pag. 271, Eq. (12.64): manca un segno di integrale al primo rigo.
- Pag. 273, Eq. (12.73) :

$$\psi(q; t) = \int dq_\mathrm{i} \int_{\substack{q(t_\mathrm{i}) = q_\mathrm{i} \\ q(t_\mathrm{f}) = q_\mathrm{f}}} Dq(t) e^{\frac{i}{\hbar}S[q(t)]} \psi(q_\mathrm{i}). \tag{12.73}$$

- Pag. 273: 'Anche l'ultimo postulato della meccanica quantistica' diventi 'Anche l'ultimo postulato della fisica quantistica, '
- Pag. 277, riga prima dell'Eq. (12.105): rimuovere l'inciso 'quando $\mathcal{A} = -\mathcal{B}$'.
- Pag. 279, dopo l'Eq. (12.111): la frase 'può quindi essere usata per descrivere gli stati legati di minore energia in un potenziale molto profondo' è ambigua; sostituire con 'può quindi essere usata per descrivere gli stati legati con energia molto maggiore del minimo di un potenziale molto profondo'.
- Pag. 284, l'Eq. (13.13) contiene dei banali refusi. L'equazione corretta è

$$(H_0 - E_n^{(0)})|\tilde n_i\rangle = \lambda_i (H_0 - E_n^{(0)})|n_0\rangle + (H_0 - E_n^{(0)})|n_i\rangle = (H_0 - E_n^{(0)})|n_i\rangle \tag{13.13}$$

- Pag. 286, prima riga: 'Visto che lo spettro è non degenere, $E_k^{(0)} - E_n^{(0)} \neq 0$ per ogni $k \neq n$'
- Pag. 289, nell'Eq. (13.41) il ket nel secondo e nel terzo passaggio dovrebbe essere $|\psi; t_0\rangle$ e non $|\psi; 0\rangle$. Incidentalmente, in tutta la sezione 13.2.1 è usata la notazione $|\psi; t\rangle$ anziché $|\psi(t)\rangle$ come nel resto del libro.
- pag. 290, prima riga: '[...] la teoria delle perturbazioni dipendenti dal tempo: [...]'.
- Pag. 291, Eq. (13.57): c'è una virgola fuori posto, che dovrebbe essere posizionata al termine dell'equazione.
- Pag. 292, Eq. (13.63) e paragrafo precedente: la funzione che mantiene costante il suo integrale è $\frac{\sin^2(xt)}{tx^2}$. L'Eq. (13.63) è quindi da leggersi

$$\int_\infty^\infty \frac{\sin^2(xt)}{tx^2} = \pi \tag{13.63}$$

- Pag. 296, Eq. (13.84)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{k'}} = \frac{(2\pi)^4}{k^2} \left|\langle E\Omega_{k'}|V|E\Omega_k\rangle\right|^2. \tag{13.84}$$

- Pag. 297, Eq. (13.89)

$$f(\vec{q}) = \frac{1}{4\pi^2}\int_0^\infty dr \int_{-1}^{1} d\cos\vartheta \; r^2 V(r) e^{iqr\cos\vartheta} = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty dr \; r\frac{\sin qr}{q}V(r). \tag{13.89}$$

- Pag. 307, ultima riga di Eq. (14.33): la delta di Dirac diventa $\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_j)$.
- Pag. 309, m in Eq. (14.48) non è definito; la frase che precede l'equazione si può modificare come segue: 'Supponendo che il sistema si trovi in uno stato di definito momento angolare orbitale m, la funzione d'onda sotto una rotazione di angolo ϑ si trasforma come'.
- Pag. 310, Eq. (14.55): per consistenza con Eq. (14.52) gli argomenti della funzione d'onda nel membro di destra dovrebbero essere $(r, R, \vartheta_1 + \pi, \vartheta_2)$.
- Pag. 314, in eq. (15.4) seconda riga: $\langle\psi\rangle$ va sostituito con il bra $|\psi\rangle$.
- Pag. 316: L'ultima parte del paragrafo 15.1.2 diventa:

  L'operatore σ_n agisce solo nel secondo sottospazio. Si ha

$$\begin{aligned}\mathrm{Tr}\;\sigma_n\rho &= \frac{1}{2}\big(\langle +_1|\langle -_2| + \langle -_1|\langle +_2|\big)\sigma_n\big(|+_1\rangle|-_2\rangle + |-_1\rangle|+_2\rangle\big)\\ &= \frac{1}{2}\big[\langle +_1|+_1\rangle\langle -_2|\sigma_n|-_2\rangle + \langle -_1|+_1\rangle\langle +_2|\sigma_n|-_2\rangle + \langle +_1|-_1\rangle\langle -_2|\sigma_n|+_2\rangle + \langle -_1|-_1\rangle\langle +_2|\sigma_n|+_2\rangle\big]\\ &= \frac{1}{2}\big(\langle -_2|\sigma_n|-_2\rangle + \langle +_2|\sigma_n|+_2\rangle\big)\Big|_2 = \mathrm{Tr}\sigma_n = 0. \end{aligned} \tag{15.13}$$

  Abbiamo cioé

$$\begin{aligned}\rho_2 = \mathrm{Tr}_1\rho &= \mathrm{Tr}_1\;\frac{1}{2}\left(|+_1\rangle|-_2\rangle + |-_1\rangle|+_2\rangle\right)\left(\langle +_1|\langle -_2| + \langle -_1|\langle +_2|\right)\\ &= \frac{1}{2}\left(|-_2\rangle\langle -_2| + |+_2\rangle\langle +_2|\right). \end{aligned} \tag{15.14}$$

  Notiamo che ρ_2 è la matrice densità per uno stato misto completamente non polarizzato: infatti la Eq. (15.13) dice che in questo stato il valor medio dello spin lungo qualunque asse è nullo. Quindi, in questo caso, benché il sistema si trovi in uno stato puro, sotto una misura parziale esso si comporta come uno stato sovrapposizione statistica. In altri termini, uno stato sovrapposizione quantistica può diventare uno stato sovrapposizione classica se si media su gradi di libertà che non si misurano.

- Pag. 317, dopo Eq. (15.20), aggiungere 'dove $f_{nj'}$ è definito nella Eq. (15.10).'.
- Pag. 320, paragrafo 15.2.2, prima riga: 'Un possibile modo [...]'.
- Pag. 322 e 323, Eq. (15.42) e (15.45): manca il segno di prodotto scalare fra le due matrici di Pauli.
- Pag. 334, punto 3: sostituire con un punto di domanda il punto che conclude la frase '[...] (b) nel caso di σ generico'.
- Pag. 334, punto 7: sostituire κ con χ.

Errata prima ristampa

- Pag. 25: Manca un punto al penultimo paragrafo.
- Pag. 38, primo paragrafo: *errata*: che possono essere scritti come combinazioni lineari degli stati $|e_i a^c\rangle$. *corrige*: che possono essere scritti come combinazioni lineari degli stati $|e_i^c\rangle$.
- Pag. 39, prima di Eq. (3.68): il valor medio è calcolato nello stato $|e_i\rangle$: $\left|\langle e_i|A|e_i\rangle\right|^2 = \left(\langle e_i|A|e_i\rangle\right)^2$.
- Pag. 40, Eq. (3.71) lo stato definito a destra è $|\beta\rangle$.
- Pag. 104: Il risultato in Eq. (6.42) vale per il commutatore $[\hat{x}_H(t'), \hat{x}_H(t)]$.
- Pag. 57, Eq. (4.10): l'equazione è corretta, ma x e x' sono scambiati rispetto alla definizione.
- Pag. 67, dopo Eq. (4.74): manca un ˆ all'operatore $\hat{k}$: se il sistema è in un autostato di $\hat{k}$ al tempo t_0, ...
- Pag. 68, sotto eq. (4.83): l'operatore unitario è T invece che $\mathcal{T}$. Inoltre, la (4.84) è valida a meno di termini $O(\varepsilon^2)$.
- Pag. 79, sotto Eq. (5.5): l'operatore è $\mathcal{H}$, non H.
- Pag. 81, primo paragrafo: il riferimento è all'Eq. (5.28).
- Pag. 91, Eq. (5.97): manca il pedice a $A_H(t)$.
- Pag. 105, dopo Eq. (6.48), per consistenza con la notazione usata nel capitolo $\hat{q} \to \hat{x}$, $q \to x$.
- Pag. 106: Eq. (6.56) idem.
- Pag. 172: Eq. (9.42), ci sono due pedici sbagliati (n_n, n_s) che dovrebbero essere n_d.
- Pag. 193, Eq. (10.41): il membro di sinistra deve essere $\langle \ell' \, m' | \ell \, m\rangle$.
- Pag. 216: il secondo membro dell'Eq. (10.218) dovrebbe essere $\langle \ell \; s \; m \; s_z | J_z - L_z - S_z | j \; j_z \; \ell \; s\rangle$.
- Pag. 223: A membro sinistro di Eq. (11.3) mancano gli indici al pedice della funzione $\phi_{E\ell m}$.
- Pag. 225: sopra Eq. (11.15), ψ deve essere $\psi(r)$.
- Pag. 237: manca il pedice $n, n-1$ al termine $\phi_{n,n-1}$ nel denominatore a membro sinistro di Eq. (11.237).
- Pag. 248: manca un vettore $\vec{M}$ nella Eq. (11.176).
- Pag. 248: manca un vettore 1/2 a primo membro nella seconda riga di Eq. (11.181).

- Pag. 270: *errata*: In tal caso

$$
\begin{aligned}
K(q_\mathrm{f}, t_\mathrm{f}; q_\mathrm{i}, t_\mathrm{i}) &= \int dq_1 dq_2 \cdots dq_{n-1} \; \langle q_\mathrm{f}|S(t_\mathrm{f}, t_{n-1})|q_{n-1}\rangle \dots \langle q_2|S(t_2, t_1)|q_1\rangle\langle q_1|S(t_1, t_\mathrm{i})|q_\mathrm{i}\rangle \\
&= \int dq_1 \frac{dp_1}{2\pi\hbar} dq_2 \frac{dp_2}{2\pi\hbar} \cdots dq_{n-1} \frac{dp_{n-1}}{2\pi\hbar} e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_{n-1}\dot q_{n-1} - H(p_{n-1}, q_{n-1}))} \\
&\qquad \dots e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_2\dot q_2 - H(p_2, q_2))} e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_1\dot q_1 - H(p_1, q_1))}. \qquad (12.61)
\end{aligned}
$$

Analogamente, possiamo interpretare questa come una somma sui cammini nello spazio hamiltoniano delle configurazioni, ossia lo spazio (p, q):

$$
K(q_\mathrm{f}, t_\mathrm{f}; q_\mathrm{i}, t_\mathrm{i}) = \int_{\substack{p(t_\mathrm{i}) = p_i;\; q(t_\mathrm{i}) = q_\mathrm{i} \\ p(t_\mathrm{f}) = p_f;\; q(t_\mathrm{f}) = q_\mathrm{f}}} Dp(t)\, Dq(t) e^{\frac{i}{\hbar}\int_{t_\mathrm{i}}^{t_\mathrm{f}} dt (p\dot q - H[p,q])}. \qquad (12.62)
$$

corrige: In tal caso

$$
\begin{aligned}
K(q_\mathrm{f}, t_\mathrm{f}; q_\mathrm{i}, t_\mathrm{i}) &= \int dq_1 dq_2 \cdots dq_{n-1} \; \langle q_\mathrm{f}|S(t_\mathrm{f}, t_{n-1})|q_{n-1}\rangle \dots \langle q_2|S(t_2, t_1)|q_1\rangle\langle q_1|S(t_1, t_\mathrm{i})|q_\mathrm{i}\rangle \\
&= \int dq_1 \frac{dp_1}{2\pi\hbar} dq_2 \frac{dp_2}{2\pi\hbar} \cdots dq_{n-1} \frac{dp_{n-1}}{2\pi\hbar} \frac{dp_n}{2\pi\hbar} e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_n\dot q_n - H(p_n, q_n))} \\
&\qquad \dots e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_2\dot q_2 - H(p_2, q_2))} e^{\frac{i\varepsilon}{\hbar}(p_1\dot q_1 - H(p_1, q_1))}. \qquad (12.61)
\end{aligned}
$$

Analogamente, possiamo interpretare questa come una somma sui cammini nello spazio hamiltoniano delle configurazioni, ossia lo spazio (p, q):

$$
K(q_\mathrm{f}, t_\mathrm{f}; q_\mathrm{i}, t_\mathrm{i}) = \int_{\substack{q(t_\mathrm{i}) = q_\mathrm{i} \\ q(t_\mathrm{f}) = q_\mathrm{f}}} Dp(t)\, Dq(t) e^{\frac{i}{\hbar}\int_{t_\mathrm{i}}^{t_\mathrm{f}} dt (p\dot q - H[p,q])}. \qquad (12.62)
$$

- Pag. 273: Nelle Eq. (12.72), (12.73) l'argomento della funzione d'onda a membro sinistro dovrebbe essere $q_\mathrm{f}, t_\mathrm{f}$ se no l'equazione è incoerente.

- Pag. 276: La Eq. (12.92) e' manifestamente sbagliata, perchè il membro di sinistra e' un vettore e il membro di destra è uno scalare!. La si può correggere ponendo a membro sinistro il prodotto scalare del gradiente con il vettore $\hat n_\sigma$, dove $\hat n_\sigma$ è il versore nella direzione del gradiente.

- Pag. 288: sostituire le derivate parziali rispetto a t nella Eq. (13.39) con delle derivate totali.

Ultimo aggiornamento: 18 dicembre 2024