Errata Corrige al testo
Leonardo Angelini
Meccanica Quantistica: problemi scelti
Springer 2018 - II edizione

21 settembre 2021

Capitolo 1

1.2 Costanti del moto

Correggere la formula a pag. 20

$$
\begin{aligned}
& \frac{d}{dt}[F,G] = \frac{\partial [F,G]}{\partial t} + \frac{i}{\hbar}[[F,G],H] = \\
= \quad & \frac{\partial F}{\partial t}G + F\frac{\partial G}{\partial t} - \frac{\partial G}{\partial t}F - G\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{i}{\hbar}[FG - GF, H] = \\
= \quad & \frac{i}{\hbar}[FHG - HFG + FGH - FHG - GHF + HGF - GFH + GHF] = \\
= \quad & -\frac{i}{\hbar}[FGH - GFH - HFG + HGF] = 0
\end{aligned}
$$

con

$$
\begin{aligned}
& \frac{d}{dt}[F,G] = \frac{\partial [F,G]}{\partial t} - \frac{i}{\hbar}[[F,G],\mathcal{H}] = \\
= \quad & \frac{\partial F}{\partial t}G + F\frac{\partial G}{\partial t} - \frac{\partial G}{\partial t}F - G\frac{\partial F}{\partial t} - \frac{i}{\hbar}[FG - GF, \mathcal{H}] = \\
= \quad & \frac{i}{\hbar}[F\mathcal{H}G - \mathcal{H}FG + FG\mathcal{H} - F\mathcal{H}G - G\mathcal{H}F + \mathcal{H}GF - GF\mathcal{H} + G\mathcal{H}F - \\
& -FG\mathcal{H} + GF\mathcal{H} + \mathcal{H}FG - \mathcal{H}GF] = 0\,.
\end{aligned}
$$

Capitolo 2 Sistemi unidimensionali

2.5 Particella vincolata su un segmento II

Nella formula (2.11) a pag. 18 il risultato è esatto, ma il penultimo passaggio

$$= \frac{2L^2}{n^3\pi^3}\left(\frac{n^3\pi^3}{6} - \frac{1}{4}n\pi\cos(2n\pi) - \frac{1}{8}(1-6n^2\pi^2)\sin(2n\pi)\right) =$$

deve essere corretto in

$$= \frac{2L^2}{n^3\pi^3}\left(\frac{n^3\pi^3}{6} - \frac{1}{4}n\pi\cos(2n\pi) - \frac{1}{8}(1-2n^2\pi^2)\sin(2n\pi)\right) =$$

e la prima formula a pag.19

$$(\triangle x)^2 = \langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2 = L^2\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2n^2\pi^2}\right) - \frac{a^2}{4} = L^2\left(\frac{1}{12} - \frac{1}{2n^2\pi^2}\right)$$

con

$$(\triangle x)^2 = \langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2 = L^2\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{2n^2\pi^2}\right) - \frac{L^2}{4} = L^2\left(\frac{1}{12} - \frac{1}{2n^2\pi^2}\right)$$

2.6 Particella vincolata su un segmento III

Correggere la prima formula a pag. 20

$$\cos\alpha\,\sin\beta = \frac{1}{2}\left[\sin(\alpha+\beta)\cos(\alpha-\beta)\right],$$

in

$$\cos\alpha\,\sin\beta = \frac{1}{2}\left[\sin(\alpha+\beta) - \sin(\alpha-\beta)\right],$$

e nei passaggi intermedi dell'ultima formula a pag. 22 il simbolo a ***deve essere sostituito con*** L.

2.7 Diffusione da buca di potenziale

Correggere la formula (2.15) a pag. 22

$$R = \mathrm{e}^{-2\imath ka}\frac{(k'^2-k^2)\sin 2k'a}{2kk'\cos 2k'a - \imath(k'^2+k^2)\sin 2k'a}$$

inserendo una i ***a numeratore:***

$$R = \mathrm{e}^{-2\imath ka}\frac{i(k'^2-k^2)\sin 2k'a}{2kk'\cos 2k'a - \imath(k'^2+k^2)\sin 2k'a}$$

e la formula successiva

$$|T|^2 \propto (kk')^2 = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right) E(E{+}V_0) \qquad \text{mentre} \qquad |R|^2 \propto (k'^2{-}k^2)^2 = \left(\frac{2mV_0}{\hbar^2}\right)^2.$$

con

$$|T|^2 \propto (kk')^2 = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 E(E{+}V_0) \qquad \text{mentre} \qquad |R|^2 \propto (k'^2{-}k^2)^2 = \left(\frac{2mV_0}{\hbar^2}\right)^2.$$

2.8 Particella legata in una buca I

Correggere la formula a pag. 25

$$z_n = n\pi = (2n+1)\frac{\pi}{2} \qquad \text{con} \qquad n = 1, 2, \cdots$$

con

$$z_n = n\pi = (2n)\frac{\pi}{2} \qquad \text{con} \qquad n = 1, 2, \cdots$$

2.10 Barriera di potenziale

Correggere la formula a pag. 30

$$T = \mathrm{e}^{-2\imath ka} \frac{2k\chi}{2k\chi \cosh 2\chi a + \imath(k^2 - \chi^2)\sinh 2\chi a}.$$

con

$$T = \mathrm{e}^{-2\imath ka} \frac{2k\chi}{2k\chi \cosh 2\chi a - \imath(k^2 - \chi^2)\sinh 2\chi a}.$$

2.13 Particella legata in un potenziale a doppia δ

Correggere la formula a pag. 34

$$\frac{d}{dx}\frac{x}{2\Omega a - x}\bigg|_{x=0} = \frac{1}{2\Omega a} < 1\,.$$

con

$$\frac{d}{dx}\frac{x}{2\Omega a - x}\bigg|_{x=0} = \frac{1}{2\Omega a} < 1 \qquad \text{dove} \quad x = \epsilon a\,.$$

2.20 Oscillatore Armonico: proprietà dello stato fondamentale

Nella frase
La regione permessa classicamente è il segmento compreso tra i due punti d'inversione del moto $\pm$, dove ...
sostituire $\pm$ ***con*** $\pm\bar{x}$.

2.21 Stato di un Oscillatore Armonico I

Nella frase
Per determinare massimo e minimo di $\langle x \rangle$ annulliamo che derivate rispetto ai due parametri a e δ:
sostituire che derivate ***con*** le derivate

2.25 Modello di Kronig-Penney

Correggere la parte iniziale di pag. 51 con Spostandoci nella regione occupata dalla successiva barriera, tra $a-b$ e a, dobbiamo avere:

$$\begin{aligned} u_1(x) &= c_{1,1}\mathrm{e}^{\alpha(x-a)} + c_{1,2}\mathrm{e}^{-\alpha(x-a)} \qquad && \text{per } a-b < x < a \\ u_2(x) &= c_{2,1}\mathrm{e}^{\alpha(x-a)} + c_{2,2}\mathrm{e}^{-\alpha(x-a)} \qquad && \text{per } a-b < x < a. \end{aligned}$$

Nel punto $x = a - b$ le funzioni e le derivate prime devono coincidere per entrambe le funzioni $u_1(x)$ e $u_2(x)$. Questo porta al sistema:

$$\begin{aligned} \cos\beta(a-b) + \frac{\alpha}{\beta}\sin\beta(a-b) &= c_{1,1}\,\mathrm{e}^{-\alpha b} + c_{1,2}\,\mathrm{e}^{\alpha b} \\ \cos\beta(a-b) - \frac{\alpha}{\beta}\sin\beta(a-b) &= c_{2,1}\,\mathrm{e}^{-\alpha b} + c_{2,2}\,\mathrm{e}^{\alpha b} \\ -\beta\sin\beta(a-b) + \alpha\cos\beta(a-b) &= \alpha(c_{1,1}\,\mathrm{e}^{-\alpha b} - c_{1,2}\,\mathrm{e}^{\alpha b}) \\ -\beta\sin\beta(a-b) - \alpha\cos\beta(a-b) &= \alpha(c_{2,1}\,\mathrm{e}^{-\alpha b} - c_{2,2}\,\mathrm{e}^{\alpha b}) \end{aligned}$$

dal quale è possibile determinare i coefficienti $c_{i,k}$. Ricaviamo $c_{1,1}$ dalla prima e terza equazione e $c_{2,2}$ dalla seconda e quarta equazione: .....

Capitolo 3

3.1 Oscillatore Armonico piano

Correggere il testo verso la fine di pag. 53
ai quali corrispondono gli autostati $|n_x, n_y\rangle$ con $n_x + n_y = n$, $n_x > 0$, $n_y > 0$, che possiamo anche scrivere nella forma
con
ai quali corrispondono gli autostati $|n_x, n_y\rangle$ con $n_x + n_y = n$, $n_x \geq 0$, $n_y \geq 0$, che possiamo anche scrivere nella forma

3.2 Oscillatore Armonico sferico

Correggere le due formule finali a pag. 55

$$L_z = \frac{\hbar}{i}\left[a_x^\dagger a_y - a_y a_x^\dagger\right]$$

Il commutatore tra L_z e N_z

$$[L_z, N_z] = \frac{\hbar}{i}\left[a_x^\dagger a_y - a_y a_x^\dagger, N_z\right] = 0$$

con

$$L_z = \frac{\hbar}{i}\left[a_x^\dagger a_y - a_x a_y^\dagger\right]$$

Il commutatore tra L_z e N_z

$$[L_z, N_z] = \frac{\hbar}{i}\left[a_x^\dagger a_y - a_x a_y^\dagger, N_z\right] = 0$$

e, a metà di pag. 56,

Si ricava subito

$$\begin{cases} -\frac{1}{i}\, a = m\, b \\ \\ \frac{1}{i}\, b = m\, a \end{cases} \Rightarrow m^2 = \hbar^2 \qquad \Rightarrow \qquad m = \pm 1$$

con

Si ricava subito

$$\begin{cases} -\frac{1}{i}\, a = m\, b \\ \\ \frac{1}{i}\, b = m\, a \end{cases} \Rightarrow m^2 = 1 \qquad \Rightarrow \qquad m = \pm 1$$

3.5 Misure di momento angolare in uno stato con $\ell = 1$

Sostituire le prime due formule a pag. 61

$$\begin{aligned} (L_x)_{m',m} &= \langle 1, m'|L_x|1, m\rangle = \\ &= \frac{\hbar}{2}\left[\sqrt{2 - m(m+1)}\,\delta_{m,m'-1} + \sqrt{2m(m-1)}\,\delta_{m,m'+1}\right] \\ (L_y)_{m',m} &= \langle 1, m'|L_y|1, m\rangle = \\ &= \frac{\hbar}{2\imath}\left[\sqrt{2 - m(m+1)}\,\delta_{m,m'-1} - \sqrt{2m(m-1)}\,\delta_{m,m'+1}\right] \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} (L_x)_{m',m} &= \langle 1, m'|L_x|1, m\rangle = \\ &= \frac{\hbar}{2}\left[\sqrt{2 - m(m+1)}\,\delta_{m,m'-1} + \sqrt{2 - m(m-1)}\,\delta_{m,m'+1}\right] \\ (L_y)_{m',m} &= \langle 1, m'|L_y|1, m\rangle = \\ &= \frac{\hbar}{2\imath}\left[\sqrt{2 - m(m+1)}\,\delta_{m,m'-1} - \sqrt{2 - m(m-1)}\,\delta_{m,m'+1}\right] \end{aligned}$$

3.8 Misure di momento angolare (II)

La formula on page 64:

$$\begin{aligned}
&\psi(r,\theta,\phi) = \\
&= C\, r^2 e^{-\alpha r^2} (\sin^2\theta\, \sin\phi\, \cos\phi + \sin\theta\, \cos\theta\, \sin\phi + \sin\theta\, \cos\theta\, \cos\phi) = \\
&= \frac{C}{2i}\, r^2 e^{-\alpha r^2} \left\{ \frac{1}{2}\, \sin^2\theta\, (e^{2i\phi} - e^{-2i\phi}) + \sin\theta\, \cos\theta\, \left[e^{i\phi}(1+i) - e^{-i\phi}(1-i) \right] \right\} = \\
&= \frac{C}{2i}\, r^2 e^{-\alpha r^2} \sqrt{\frac{8\pi}{15}}\, [Y_{2,-2} - Y_{2,2} - (1+i) Y_{2,1} + (1-i) Y_{2,-1}]\,,
\end{aligned}$$

deve essere corretta con

$$\begin{aligned}
&\psi(r,\theta,\phi) = \\
&= C\, r^2 e^{-\alpha r^2} (\sin^2\theta\, \sin\phi\, \cos\phi + \sin\theta\, \cos\theta\, \sin\phi + \sin\theta\, \cos\theta\, \cos\phi) = \\
&= \frac{C}{2i}\, r^2 e^{-\alpha r^2} \left\{ \frac{1}{2}\, \sin^2\theta\, (e^{2i\phi} - e^{-2i\phi}) + \sin\theta\, \cos\theta\, \left[e^{i\phi}(1+i) - e^{-i\phi}(1-i) \right] \right\} = \\
&= \frac{C}{2i}\, r^2 e^{-\alpha r^2} \sqrt{\frac{8\pi}{15}}\, [Y_{2,2} - Y_{2,-2} - (1+i) Y_{2,1} + (1-i) Y_{2,-1}]\,,
\end{aligned}$$

3.9 Misure di momento angolare III

Sostituire la prima formula a pag. 65

$$\psi(\vec{r}) = A\, e^{-\alpha r}$$

con

$$\psi(\vec{r}) = A\, x\, e^{-\alpha r}$$

3.10 Momento di dipolo

Sostituire la prima formula a pag. 66

$$\begin{aligned}
\langle \ell, m |\, r \cos\theta\, | \ell', m' \rangle &= r \int d\Omega\, Y^*_{\ell,m}(\theta,\phi)\, \cos\theta\, Y_{\ell',m'}(\theta,\phi) = \\
&= r \int d\Omega\, Y^*_{\ell,m}(\theta,\phi)\, [a_{\ell',m'}\, Y_{\ell'+1,m'} + a_{\ell'-1,m'}\, Y_{\ell'-1,m'}] = \\
&= r\, (a_{\ell-1,m}\, \delta_{\ell',\ell-1} + a_{\ell+1,m}\, \delta_{\ell',\ell+1})\, \delta_{m,m'}\,,
\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}
\langle \ell, m |\, r \cos\theta\, | \ell', m' \rangle &= r \int d\Omega\, Y^*_{\ell,m}(\theta,\phi)\, \cos\theta\, Y_{\ell',m'}(\theta,\phi) = \\
&= r \int d\Omega\, Y^*_{\ell,m}(\theta,\phi)\, [a_{\ell',m'}\, Y_{\ell'+1,m'} + a_{\ell'-1,m'}\, Y_{\ell'-1,m'}] = \\
&= r\, (a_{\ell-1,m}\, \delta_{\ell',\ell-1} + a_{\ell,m}\, \delta_{\ell',\ell+1})\, \delta_{m,m'}\,,
\end{aligned}$$

3.11 Momento di quadrupolo

Sostituire la frase a pag. 66
Notiamo che gli elementi non diagonali dipendono da ϕ tramite $\cos\phi$, $\sin\phi$, e $\sin\phi\cos\phi$, mentre il resto della funzione integranda non dipende da ϕ.
con
Notiamo che la funzione integranda degli elementi non diagonali dipende da ϕ tramite $\cos\phi$, $\sin\phi$ e $\sin\phi\cos\phi$.
Sostituire la prima formula a pag. 67

$$\cos^2\phi = \frac{1+\cos 2\phi}{2} \qquad \text{e} \qquad \sin^2\phi = \frac{1-\sin 2\phi}{2},$$

con

$$\cos^2\phi = \frac{1+\cos 2\phi}{2} \qquad \text{e} \qquad \sin^2\phi = \frac{1-\cos 2\phi}{2},$$

3.13 Stati legati di una particella in una buca sferica di potenziale

Sostituire l'ultima frase con Gli zeri delle funzioni di Bessel sferiche sono tabulati (vedi, ad esempio, Abramowitz e Stegun) o possono essere ottenuti da programmi di manipolazione matematica.

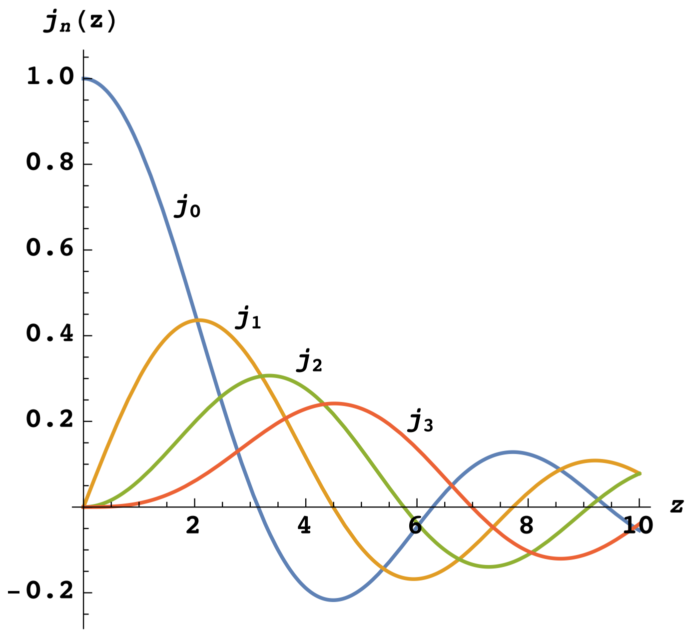

Figura 1: Le prime funzioni di Bessel sferiche

Nella figura 1 sono riportate le prime funzioni di Bessel sferiche ($\ell = 0, 1, 2, 3$). Da essa si può vedere che lo stato fondamentale è ottenuto dal primo zero di j_0, che è π. In ordine crescente i livelli successivi sono ottenuti dal primo zero di j_1 e j_2, il terzo livello eccitato dal secondo zero di j_0, il quarto livello eccitato dal primo zero di j_3.

3.19 Atomo d'Idrogeno: determinarne lo stato

Per coerenza con la definizione delle armoniche sferiche date in appendice occorre modificare l'espressione per la probabilità, anche se questo è ininfluente sul risultato

$$P(\phi)\, d\phi = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi + i\delta} \right) \right|^2 d\phi\,.$$

$$\begin{aligned} P\left(0 < \phi < \frac{\pi}{2}\right) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} P(\phi) d\phi = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[1 + \cos(2\phi - \delta)\right] d\phi = \\ &= \frac{1}{4} + \frac{1}{2\pi} \sin\delta = \frac{1}{4}\,. \end{aligned} \tag{3.41}$$

in

$$P(\phi)\, d\phi = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{-\sqrt{2}} e^{i\phi} + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi + i\delta} \right) \right|^2 d\phi\,.$$

$$\begin{aligned} P\left(0 < \phi < \frac{\pi}{2}\right) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} P(\phi) d\phi = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[1 - \cos(2\phi - \delta)\right] d\phi = \\ &= \frac{1}{4} + \frac{1}{2\pi} \sin\delta = \frac{1}{4}\,. \end{aligned} \tag{3.41}$$

(Segnalato da Angelo Didonna.)

3.21 Atomo d'Idrogeno in campo magnetico esterno

Nella domanda c) a pag. 80 sostituire l'ultima frase
Calcolare i valori medi di L_x e L_y nello stato $|\psi(t)\rangle$.
con
Calcolare i valori medi di L_x e L_y nello stato $|\psi\rangle$.

Capitolo 4

4.1 Valore di attesa dello spin totale

Sostituire nelle formule $\frac{1}{2}$ con $\frac{1}{\sqrt{2}}$

4.3 Misure in apparato Stern-Gerlach

A pag. 86 sostituire

$$|\vec{S}\cdot\hat{n} = -\frac{\hbar}{2}\rangle = \begin{pmatrix} \sin\frac{\vartheta}{2} \\ -\cos\frac{\vartheta}{2}e^{i\varphi} \end{pmatrix} = \sin\frac{\vartheta}{2}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \cos\frac{\vartheta}{2}e^{i\varphi}\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

con

$$|\vec{S}\cdot\hat{n} = -\frac{\hbar}{2}\rangle = \begin{pmatrix} \sin\frac{\vartheta}{2} \\ -\cos\frac{\vartheta}{2}e^{i\varphi} \end{pmatrix} = \sin\frac{\vartheta}{2}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} - \cos\frac{\vartheta}{2}e^{i\varphi}\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

e a pag. 87 sostituire

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \cos\frac{\vartheta}{2}\,|\vec{S}\cdot\hat{n} = +\frac{\hbar}{2}\rangle - \sin\frac{\vartheta}{2}\,|\vec{S}\cdot\hat{n} = -\frac{\hbar}{2}\rangle\,.$$

con

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \cos\frac{\vartheta}{2}\,|\vec{S}\cdot\hat{n} = +\frac{\hbar}{2}\rangle + \sin\frac{\vartheta}{2}\,|\vec{S}\cdot\hat{n} = -\frac{\hbar}{2}\rangle\,.$$

4.7 Misure in apparato Stern-Gerlach

Nella frase
La terza misura riduce ulteriormente l'intensità del fascio di un fattore $\sin^2\frac{\vartheta}{2}$, per cui complessivamente si il rapporto tra l'intensità del fascio finale e quella del fascio che sopravvive alla prima misura è dato da
eliminare la parola si.
La terza misura riduce ulteriormente l'intensità del fascio di un fattore $\sin^2\frac{\vartheta}{2}$, per cui complessivamente il rapporto tra l'intensità del fascio finale e quella del fascio che sopravvive alla prima misura è dato da

Capitolo 5

5.1 Sistemi a due livelli I

al punto b) seconda formula manca un segno di =

$$A|\psi\rangle = (|0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|)\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0 + |0\rangle + |1\rangle + 0) = 1\cdot|\psi\rangle\,.$$

Manca la definizione di B ***all'interno del quesito b)*** Notiamo che

$$[\mathcal{H}, A] = [\mathcal{H}, a] + [\mathcal{H}, a^\dagger] = -\hbar\omega(a - a^\dagger) = -i\hbar\omega B \neq 0$$
$$[\mathcal{H}, B] = -i\left([\mathcal{H}, a] - [\mathcal{H}, a^\dagger]\right) = i\hbar\omega(a + a^\dagger) = i\hbar\omega A \neq 0,$$

dove $B = -i(a - a^\dagger)$ è usato nel quesito successivo.

5.5 Particella su un segmento (I)

Nell'ultima formula a pag. 103 il risultato non è

$$-\frac{8\hbar}{3L}\sin(\alpha+\omega t)\,,$$

bensì

$$-\frac{8\hbar}{3L}\sin(\alpha-\omega t)\,,$$

5.15 Sistemi a due livelli I

Correggere l'ultima formula a pag. 118

$$t=\frac{\pi\hbar}{A}\,.$$

con

$$t=\frac{\pi\hbar}{2A}\,.$$

Capitolo 6

6.1 Particella su un segmento: perturbazione quadrata

Correggere a pag. 125

Trattare la piccola buca (vedi figura 6.2) tra 0 e $\frac{L}{2}$ come una perturbazione rispetto al "normale" pozzo di potenziale e calcolare gli autovalori dell'energia al prim'ordine.

con

Trattare la piccola buca (vedi figura 6.1) tra 0 e $\frac{L}{2}$ come una perturbazione rispetto al "normale" pozzo di potenziale e calcolare gli autovalori dell'energia al prim'ordine.

6.6 Particella su una circonferenza in presenza di una perturbazione

Correggere l'ultima formula a pag. 132

$$|\psi_+\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|-1\rangle+\imath|+1\rangle\right)\quad|\psi_-\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+1\rangle+\imath|-1\rangle\right).$$

con

$$|\psi_+\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+1\rangle+\imath|-1\rangle\right)\quad|\psi_-\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+1\rangle-\imath|-1\rangle\right).$$

e, di conseguenza, la prima formula di pag 133

$$\langle\psi_+|V|n\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\langle-1|V|n\rangle-\imath\langle 1|V|n\rangle\right)=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{V_0}{4\imath}\left(\delta_{n,-3}-\delta_{n,1}-\imath\delta_{n,-1}+\imath\delta_{n,3}\right),$$

con

$$\langle\psi_+|V|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\langle+1|V|n\rangle - \imath\langle-1|V|n\rangle\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{V_0}{4\imath}\left(\delta_{n,-1} - \delta_{n,3} - \imath\delta_{n,-3} + \imath\delta_{n,1}\right),$$

Correggere la parte finale a pag. 133

Per $m \neq \pm 1$ non occorre diagonalizzare le matrici nei sottospazi degeneri perché gli elementi non diagonali, per la (6.1), sono tutti nulli. Si ha quindi

$$\begin{aligned} E_m^{(2)} &= \sum_{n\neq m} \frac{|\langle n|V|m\rangle|^2}{E_m - E_n} = \frac{V_0^2}{16}\left[\frac{1}{E_m - E_{m+2}} + \frac{1}{E_m - E_{m-2}}\right] = \\ &= -\frac{mV_0^2R^2}{4\hbar^2}\,\frac{1}{m^2-4}\ . \end{aligned}$$

con

Per $n \neq \pm 1$ non occorre diagonalizzare le matrici nei sottospazi degeneri perché gli elementi non diagonali, per la (6.1), sono tutti nulli. Si ha quindi

$$\begin{aligned} E_n^{(2)} &= \sum_{m\neq n} \frac{|\langle m|V|n\rangle|^2}{E_n - E_m} = \frac{V_0^2}{16}\left[\frac{1}{E_n - E_{n+2}} + \frac{1}{E_n - E_{n-2}}\right] = \\ &= \frac{mV_0^2R^2}{16\hbar^2}\,\frac{1}{n^2-1}\ . \end{aligned}$$

6.12 Oscillatore armonico: correzione relativistica

A pag. 139 sostituire

$$\mathcal{H}_1 = -\frac{1}{2mc^2}\left(\frac{p^2}{2m}\right) = -\frac{1}{2mc^2}\left(\mathcal{H}_0 - \frac{1}{2}m\omega^2x^2\right)^2\ .$$

con

$$\mathcal{H}_1 = -\frac{1}{2mc^2}\left(\frac{p^2}{2m}\right)^2 = -\frac{1}{2mc^2}\left(\mathcal{H}_0 - \frac{1}{2}m\omega^2x^2\right)^2\ .$$

6.13 Oscillatore armonico anisotropo

A pag. 140 sostituire

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \qquad \text{e} \qquad \sqrt{\frac{k'}{m}}$$

con

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \qquad \text{e} \qquad \omega' = \sqrt{\frac{k'}{m}}$$

A pag. 141 sostituire

$$|0^1\rangle = \sum_{m\neq 0} \frac{\langle m|V_1|0\rangle}{E_0 - E_m}\,|m\rangle = \frac{1}{2}\,(k'-k)\left[\frac{\sqrt{2}\hbar}{2m\omega}\,\frac{1}{2\hbar\omega}\,|2\rangle\right] = \frac{k'-k}{4\sqrt{2}\,k}\,|2\rangle$$

$$\begin{aligned}\psi_0'(x,y,z) &= \psi_0(x)\psi_0(y)\left[\psi_0(z) + \frac{k'-k}{4\sqrt{2}\,k}\,\psi_2(z)\right] = \\ &= \psi_0(x,y,z)\left[1 + \frac{1}{2\sqrt{2}}\,(4z^2-1)\,\frac{k'-k}{4\sqrt{2}\,k}\right],\end{aligned}$$

$$\psi_2(z) = \psi_0(z)\,\left[-\frac{1}{2\sqrt{2}}\,(4z^2-1)\right].$$

con

$$|0^1\rangle = \sum_{m\neq 0} \frac{\langle m|V_1|0\rangle}{E_0 - E_m}\,|m\rangle = -\frac{1}{2}\,(k'-k)\left[\frac{\sqrt{2}\hbar}{2m\omega}\,\frac{1}{2\hbar\omega}\,|2\rangle\right] = -\frac{k'-k}{4\sqrt{2}\,k}\,|2\rangle$$

$$\begin{aligned}\psi_0'(x,y,z) &= \psi_0(x)\psi_0(y)\left[\psi_0(z) - \frac{k'-k}{4\sqrt{2}\,k}\,\psi_2(z)\right] = \\ &= \psi_0(x,y,z)\left[1 - \frac{1}{2\sqrt{2}}\,(4\xi^2-2)\,\frac{k'-k}{4\sqrt{2}\,k}\right],\end{aligned}$$

$$\psi_2(z) = \psi_0(z)\,\left[\frac{1}{2\sqrt{2}}\,(4\xi^2-2)\right] \qquad \text{dove} \qquad \xi = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}\,z\,.$$

6.17 Oscillatore armonico piano: correzione lineare e quadratica

Sostituire a pag. 145:

$$\begin{aligned}E_{n_x,n_y} &= \hbar\omega(n_x+n_y+1) + \frac{\hbar\epsilon}{m\omega}\,(n_x+\frac{1}{2}) - \frac{\hbar\epsilon^2}{4m\omega^3}\,(n_x+\frac{1}{2}) = \\ &= \hbar\omega\left(\frac{1}{2} + \frac{\epsilon}{m\omega^2} - \frac{\epsilon^2}{2m^2\omega^4}\right)(n_x+\frac{1}{2}) + \hbar\omega(n_y+\frac{1}{2})\,.\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}E_{n_x,n_y} &= \hbar\omega(n_x+n_y+1) + \frac{\hbar\epsilon}{m\omega}\,(n_x+\frac{1}{2}) - \frac{\hbar\epsilon^2}{2m^2\omega^3}\,(n_x+\frac{1}{2}) = \\ &= \hbar\omega\left(\frac{1}{2} + \frac{\epsilon}{m\omega^2} - \frac{\epsilon^2}{2m^2\omega^4}\right)(n_x+\frac{1}{2}) + \hbar\omega(n_y+\frac{1}{2})\,.\end{aligned}$$

6.18 Oscillatori armonici accoppiati

Sostituire a pag. 147:
La matrice è quindi diagonale e gli $n+1$ autovalori sono il prodotto di $\frac{\alpha\hbar}{4m\omega}$ per
con
La matrice è quindi diagonale e gli $n+1$ autovalori sono il prodotto di $\frac{\alpha\hbar}{2m\omega}$ per

6.20 Pendolo: correzione anarmonica alle piccole oscillazioni

Sostituire a pag. 150:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{1}{2}\, ml^2\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2}\, mgl\theta^2 = \frac{1}{2}\,\frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}\, m\omega^2 q^2\,,$$

con

$$\mathcal{H}_0 = \frac{1}{2}\, ml^2\dot{\theta}^2 + \frac{1}{2}\, mgl\theta^2 = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}\, m\omega^2 q^2\,,$$

e

$$E_n^1 = \langle n|\mathcal{H}_1|n\rangle = -\frac{1}{32}\,\frac{g\hbar^2}{ml^3\omega^2}\,\left(2j^2 + 2j + 1\right)\,.$$

con

$$E_n^1 = \langle n|\mathcal{H}_1|n\rangle = -\frac{1}{32}\,\frac{g\hbar^2}{ml^3\omega^2}\,\left(2n^2 + 2n + 1\right)\,.$$

6.21 Rottura della degenerazione in sistema a due stati

Sostituire a pag. 152:

$$\begin{aligned} E_1^2 &= \frac{|\langle 1^0|\lambda\mathcal{H}_1|2^0\rangle|^2}{E_2^0 - E_1^0} = \lambda^2\frac{\Delta^2}{a-b} \\ E_2^2 &= \frac{|\langle 2^0|\lambda\mathcal{H}_1|1^0\rangle|^2}{E_1^0 - E_2^0} = -\lambda^2\frac{\Delta^2}{a-b}\,. \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} E_1^2 &= \frac{|\langle 1^0|\lambda\mathcal{H}_1|2^0\rangle|^2}{E_1^0 - E_2^0} = \lambda^2\frac{\Delta^2}{a-b} \\ E_2^2 &= \frac{|\langle 2^0|\lambda\mathcal{H}_1|1^0\rangle|^2}{E_2^0 - E_1^0} = -\lambda^2\frac{\Delta^2}{a-b}\,. \end{aligned}$$

6.22 Fermione massivo in campo magnetico

Inserire il segno di uguale tra le due matrici a pag. 153:

$$\mathcal{H}_1 = \begin{pmatrix} \langle -|\mathcal{H}_1|-\rangle & \langle -|\mathcal{H}_1|+\rangle \\ \langle +|\mathcal{H}_1|-\rangle & \langle +|\mathcal{H}_1|+\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\varepsilon\mu\hbar B_z \\ -\varepsilon\mu\hbar B_z & 0 \end{pmatrix}.$$

6.23 Decadimento β in atomo idrogenoide

La frase a pag. 154 "La correzione al I ordine data quindi da" diventa pi chiara se corretta nel modo seguente:

La perturbazione dipende da r e commuta, pertanto, con gli operatori L^2 ed L_z, i numeri quantici dei quali sono utilizzati per etichettare la degenerazione; ne risulta che la matrice di $\mathcal{V}_1$ nella base non perturbata è diagonale. Quindi la correzione al I ordine, come nel caso non degenere, data da

6.24 Effetto Stark

Sostituire a pag. 156:

$$
\begin{aligned}
|3\rangle \;\rightarrow\; \psi_{2,1,1}(r,\theta,\phi) &= \frac{1}{8\sqrt{2\pi}}\, a_0^{-\frac{3}{2}}\; \frac{r}{a_0}\; \mathrm{e}^{-\frac{r}{2a_0}} \sin\theta \mathrm{e}^{\imath\phi} \\
|4\rangle \;\rightarrow\; \psi_{2,1,-1}(r,\theta,\phi) &= \frac{1}{8\sqrt{2\pi}}\, a_0^{-\frac{3}{2}}\; \frac{r}{a_0}\; \mathrm{e}^{-\frac{r}{2a_0}} \sin\theta \mathrm{e}^{-\imath\phi}
\end{aligned}
$$

con

$$
\begin{aligned}
|3\rangle \;\rightarrow\; \psi_{2,1,1}(r,\theta,\phi) &= \frac{1}{8\sqrt{\pi}}\, a_0^{-\frac{3}{2}}\; \frac{r}{a_0}\; \mathrm{e}^{-\frac{r}{2a_0}} \sin\theta \mathrm{e}^{\imath\phi} \\
|4\rangle \;\rightarrow\; \psi_{2,1,-1}(r,\theta,\phi) &= \frac{1}{8\sqrt{\pi}}\, a_0^{-\frac{3}{2}}\; \frac{r}{a_0}\; \mathrm{e}^{-\frac{r}{2a_0}} \sin\theta \mathrm{e}^{-\imath\phi}
\end{aligned}
$$

6.25 Idrogeno: correzioni relativistiche

Sostituire a pag. 158:

$$
E_T^1 = -\frac{1}{2}\, m\, c^2\, \alpha^4 \left[-\frac{3}{4n^4} + \frac{1}{n^3(\ell+1)} \right] ,
$$

con

$$
E_n^1 = -\frac{1}{2}\, m\, c^2\, \alpha^4 \left[-\frac{3}{4n^4} + \frac{1}{n^3(\ell+\frac{1}{2})} \right] ,
$$

6.27 Stato fondamentale dell'atomo di Elio

Sostituire all'inizio di pag. 160:
dove abbiamo indicato con E_1 e $\psi_{E_1}(r) = (2/\sqrt{4\pi})(Z/a_0)^3/2 \cdot e^{-\frac{Zr}{a_0}}$ ...
con
dove abbiamo indicato con E_1 e $\psi_{E_1}(r) = (2/\sqrt{4\pi})(Z/a_0)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{Zr}{a_0}}$ ...

Capitolo 7

7.2 Oscillatore armonico in campo elettrico: perturbazione istantanea

Nella formula (7.2) a pag. 181 manca un quadrato alla seconda riga che deve essere riscritta così:

$$
= \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{2^k k!}}\, (-1)^k \int_{-\infty}^{\infty} dx\, e^{-\frac{(\xi-\xi_0)^2}{2}}\; e^{(\xi-\xi_0)^2}\; \frac{d^k\, e^{-(\xi-\xi_0)^2}}{d\xi^k}\; e^{-\frac{\xi^2}{2}} =
$$

Capitolo 8

8.1 Due fermioni su un segmento

Correggere la formula a pag. 190:

$$E_{n,s} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}\, n^2 + k\left[s(s+1) - \frac{3}{4}\right]\hbar^2\ , \quad \text{con } n^2 = n_1^2 + n_2^2 \text{ e } n_1, n_2 = 1, 2, \ldots$$

in

$$E_{n,s} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}\, n^2 + \frac{k}{2}\left[s(s+1) - \frac{3}{2}\right]\hbar^2\ , \quad \text{con } n^2 = n_1^2 + n_2^2 \text{ e } n_1, n_2 = 1, 2, \ldots$$

e nella frase successiva
Gli stati relativi a $S = 1$ corrispondono agli autovalori $E_{n,1} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}\, n^2 + \frac{5}{4}\, k\hbar^2$ e hanno parte spaziale antisimmetrica.
correggere di conseguenza il valore di $E_{n,1}$
Gli stati relativi a $S = 1$ corrispondono agli autovalori $E_{n,1} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}\, n^2 + \frac{1}{4}\, k\hbar^2$ e hanno parte spaziale antisimmetrica.

8.2 Due fermioni su un segmento in presenza di potenziale δ

Correggere la formula a pag. 173:

$$\Psi_{s_{1,z},s_{2,z}}(x_1, x_2) = \frac{1}{2}\left[\psi_1(x_1)\psi_2(x_2) - \psi_2(x_1)\psi_1(x_2)\right]\chi\left(+\frac{\hbar}{2}, +\frac{\hbar}{2}\right)$$

in

$$\Psi_{s_{1,z},s_{2,z}}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\psi_1(x_1)\psi_2(x_2) - \psi_2(x_1)\psi_1(x_2)\right]\chi\left(+\frac{\hbar}{2}, +\frac{\hbar}{2}\right)$$

8.5 Oscillatore doppio per particelle identiche

Nella formula a pag. 176 correggere:

$$\mathcal{H}_{CM} = -\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{1}{2}\, M\omega^2 x^2$$

in

$$\mathcal{H}_{CM} = -\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{1}{2}\, M\omega^2 X^2$$

8.6 Particelle identiche in una scatola

Nella formula a pag. 179:

$$
\begin{aligned}
P_{\pm}(x_1, x_2 > 0) &= \frac{1}{2}\int_0^a dx_1 \int_0^a dx_2\, [\psi_1(x_1)\,\psi_2(x_2) \pm \psi_2(x_1)\,\psi_1(x_2)]^2 = \\
&= \frac{1}{2}\int_0^a dx_1 \int_0^a dx_2\, [\psi_1^2(x_1)\,\psi_2^2(x_2) + \psi_2^2(x_1)\,\psi_1^2(x_2) \pm \\
&\quad \pm 2\psi_1(x_1)\,\psi_2(x_2)\psi_2(x_1)\,\psi_1(x_2)] = \\
&= \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{2} \pm 2\left[\int_0^a dx\,\psi_1(x)\,\psi_2(x)\right]^2\right\} = \\
&= \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{2} \pm \frac{2}{a}\left[\int_0^a dx\,\cos\frac{\pi x}{2a}\,\sin\frac{\pi x}{a}\right]^2\right\} = \\
&= \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{2} \pm 2\left[\frac{4}{3\pi}\right]^2\right\}.
\end{aligned}
$$

manca un quadrato nella a ***al quarto passaggio***

$$
\begin{aligned}
P_{\pm}(x_1, x_2 > 0) &= \frac{1}{2}\int_0^a dx_1 \int_0^a dx_2\, [\psi_1(x_1)\,\psi_2(x_2) \pm \psi_2(x_1)\,\psi_1(x_2)]^2 = \\
&= \frac{1}{2}\int_0^a dx_1 \int_0^a dx_2\, [\psi_1^2(x_1)\,\psi_2^2(x_2) + \psi_2^2(x_1)\,\psi_1^2(x_2) \pm \\
&\quad \pm 2\psi_1(x_1)\,\psi_2(x_2)\psi_2(x_1)\,\psi_1(x_2)] = \\
&= \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{2} \pm 2\left[\int_0^a dx\,\psi_1(x)\,\psi_2(x)\right]^2\right\} = \\
&= \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{2} \pm \frac{2}{a^2}\left[\int_0^a dx\,\cos\frac{\pi x}{2a}\,\sin\frac{\pi x}{a}\right]^2\right\} = \\
&= \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{2} \pm 2\left[\frac{4}{3\pi}\right]^2\right\}.
\end{aligned}
$$

8.7 Tre fermioni su un segmento con accoppiamento tra gli spin

Nel testo del problema la formula:

$$V = \alpha\left(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3\right)$$

deve essere sostituita con

$$V = \alpha\left(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3 + \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3\right)$$

8.8 Due fermioni interagenti in una sfera

La frase:
Il primo stato eccitato si ottiene per $\ell = 1$ e $n = 1$ ed è tre volte degenere ($m = 0, \pm 1$).
deve essere modificata in:
Il primo stato eccitato si ottiene per $\ell = 1$ e $n = 1$, vedi problema 3.13 (modificato dalla presente Errata Corrige), ed è tre volte degenere ($m = 0, \pm 1$). ***(Segnalato da Rosa Vaira.)***

Capitolo 9

9.2 Potenziale gaussiano

Il calcolo della sezione d'urto totale:

$$\begin{aligned}\sigma &= \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\pi \frac{\pi m^2 V_0^2}{4\hbar^4 \alpha^6} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta e^{-\frac{k^2}{\alpha^2}(1-\cos\theta)} = \\ &= \frac{\pi^2 m^2 V_0^2}{2\hbar^4 \alpha^6} \left(1 - e^{-2\frac{k^2}{\alpha^2}}\right) = \\ &= \frac{\pi^2 m V_0^2}{4\hbar^2 \alpha^4 E} \left(1 - e^{-4m\frac{E}{\hbar^2\alpha^2}}\right),\end{aligned}$$

deve essere sostituito con

$$\begin{aligned}\sigma &= \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\pi \frac{\pi m^2 V_0^2}{4\hbar^4 \alpha^6} \int_{-1}^{+1} d\cos\theta e^{-\frac{k^2}{\alpha^2}(1-\cos\theta)} = \\ &= \frac{\pi^2 m^2 V_0^2}{2\hbar^4 \alpha^4 k^2} \left(1 - e^{-2\frac{k^2}{\alpha^2}}\right) = \\ &= \frac{\pi^2 m V_0^2}{4\hbar^2 \alpha^4 E} \left(1 - e^{-4m\frac{E}{\hbar^2\alpha^2}}\right),\end{aligned}$$

(Segnalato da Vincenzo Sansipersico.)

Capitolo 10

10.5 Barriera Parabolica

Nella formula a pag. 220:

$$\ln T = -\frac{4}{\hbar} \sqrt{2mV_0}\, \frac{\bar{x}^2}{a} \int_0^1 d\theta\, \cos^2\theta = -\frac{a\pi}{\hbar\sqrt{2mV_0}}\, p_E^2$$

correggere il limite di integrazione superiore

$$\ln T = -\frac{4}{\hbar} \sqrt{2mV_0}\, \frac{\bar{x}^2}{a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta\, \cos^2\theta = -\frac{a\pi}{\hbar\sqrt{2mV_0}}\, p_E^2$$

Capitolo 11

11.3 I primi livelli di energia per il potenziale lineare

La formula a pagina 199:

$$\left[-\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} - \rho\right]\psi(\rho) = \varepsilon\psi(\rho)\ ,$$

deve essere corretta in

$$\left[-\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} + \rho\right]\psi(\rho) = \varepsilon\psi(\rho)\ ,$$

e la formula al centro di pagina 199:

$$\begin{aligned} E(\alpha) &= \frac{\langle\psi|\mathcal{H}|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle} = \frac{\int_0^\infty d\rho\,\rho^{\ell+1}\,e^{-\alpha\rho}\left[-\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} - \rho\right]\rho^{\ell+1}\,e^{-\alpha\rho}}{\int_0^\infty d\rho\,\rho^{2(\ell+1)}\,e^{-2\alpha\rho}} = \\ &= \frac{(2\ell+3)!\,(2\alpha)^{-2(\ell+2)}(2\alpha^3+2\ell+3)}{(2\ell+3)!\,(2\alpha)^{-(2\ell+3)}} = \frac{2\alpha^3+2\ell+3}{2\alpha}\ , \end{aligned}$$

deve essere corretta in

$$\begin{aligned} E(\alpha) &= \frac{\langle\psi|\mathcal{H}|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle} = \frac{\int_0^\infty d\rho\,\rho^{\ell+1}\,e^{-\alpha\rho}\left[-\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} + \rho\right]\rho^{\ell+1}\,e^{-\alpha\rho}}{\int_0^\infty d\rho\,\rho^{2(\ell+1)}\,e^{-2\alpha\rho}} = \\ &= \frac{(2\ell+3)!\,(2\alpha)^{-2(\ell+2)}(2\alpha^3+2\ell+3)}{(2\ell+3)!\,(2\alpha)^{-(2\ell+3)}} = \frac{2\alpha^3+2\ell+3}{2\alpha}\ , \end{aligned}$$

11.4 Stato fondamentale dell'atomo di Elio

Sostituire dopo la (11.1) a pag. 200:
dove abbiamo indicato con E_1 e $\psi_{E_1}(r) = (2/\sqrt{4\pi})(Z/a_0)^3/2 \cdot e^{-\frac{Zr}{a_0}}$ ...
con
dove abbiamo indicato con E_1 e $\psi_{E_1}(r) = (2/\sqrt{4\pi})(Z/a_0)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{Zr}{a_0}}$ ...

Appendice A: formule utili

A.1.1 Integrali Gaussiani

***Dopo la formula (A.3)*, inserire:**
Integrando la stessa funzione tra 0 e $+\infty$, si ottiene l'integrale

$$I_n(\alpha) = \int_0^{+\infty} dx\,x^n\,e^{-\alpha x^2}\ .$$

Notiamo che $I_n(\alpha) = -\frac{\partial}{\partial\alpha}I_{n-2}(\alpha)$. Quindi, per ottenere tutti gli $I_n(\alpha)$ è sufficiente la conoscenza di $I_0(\alpha)$ e $I_1(\alpha)$.

In effetti, se n pari basta dimezzare i risultati ottenuti per l'integrale precedente (A.2); così

$$I_0(\alpha) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\,.$$

Resta da calcolare I_1.

$$I_1(\alpha) = \int_0^{+\infty} dx\, xe^{-\alpha x^2} = -\frac{1}{2\alpha}\int_0^{+\infty} dx\,\frac{\partial}{\partial x}\,e^{-\alpha x^2} = -\frac{1}{2\alpha}\,e^{-\alpha x^2}\Big|_0^{+\infty} = \frac{1}{2\alpha}$$

Per i primi valori di n si ottiene

$$I_2 = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{\pi}{\alpha^3}};\qquad I_3 = \frac{1}{2\alpha^2};\qquad I_4 = \frac{3}{8}\sqrt{\frac{\pi}{\alpha^5}};\qquad I_5 = \frac{1}{\alpha^3}\,.$$

Nella formula finale (A.5)

$$\begin{aligned}
I(\alpha,\beta) &= \int_0^{+\infty} dx\, x\,\sin(\beta x)\, e^{-\alpha^2x^2} = \\
&= \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\, x\,\frac{e^{\imath\beta x}-e^{-\imath\beta x}}{2\imath}\; e^{-\alpha^2x^2} = \\
&= -\frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial\beta}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\,\frac{e^{\imath\beta x}+e^{-\imath\beta x}}{\imath} = \\
&= -\frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial\beta}\, e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha^2}}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\left[e^{-(\alpha x+\imath\frac{\beta}{2\alpha})^2}+e^{-(\alpha x-\imath\frac{\beta}{2\alpha})^2}\right] = \\
&= -\frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial\beta}\, e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha^2}}\, 2\frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} = \\
&= \frac{\sqrt{\pi}\beta}{4\alpha}\, e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha^2}}
\end{aligned}$$

manca un termine gaussiano e un esponente 3 ad α nel denominatore

$$\begin{aligned}
I(\alpha,\beta) &= \int_0^{+\infty} dx\, x\,\sin(\beta x)\, e^{-\alpha^2x^2} = \\
&= \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\, x\,\frac{e^{\imath\beta x}-e^{-\imath\beta x}}{2\imath}\; e^{-\alpha^2x^2} = \\
&= -\frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial\beta}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\,\frac{e^{\imath\beta x}+e^{-\imath\beta x}}{\imath}\; e^{-\alpha^2x^2} = \\
&= -\frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial\beta}\, e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha^2}}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\left[e^{-(\alpha x+\imath\frac{\beta}{2\alpha})^2}+e^{-(\alpha x-\imath\frac{\beta}{2\alpha})^2}\right] = \\
&= -\frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial\beta}\, e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha^2}}\, 2\frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} = \\
&= \frac{\sqrt{\pi}\beta}{4\alpha^3}\, e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha^2}}
\end{aligned}$$

A.3.2 Trattazione nella rappresentazione X

La formula (A.18)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\xi\, H_n(\xi) H_m(\xi) = \sqrt{\pi}\, 2^n\, n!\, \delta_{n,m}$$

deve essere corretta in

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\xi\, \mathrm{e}^{-\xi^2}\, H_n(\xi) H_m(\xi) = \sqrt{\pi}\, 2^n\, n!\, \delta_{n,m}$$

A.5.2 Armoniche Sferiche

Correggere la formula (A.28)

$$P_\ell^m(z) = (1 - z^2)^{\frac{|m|}{2}}\, \frac{d^{|m|}}{dz^{|m|}}\, P_\ell(z)\,,$$

con

$$P_\ell^m(z) = (-1)^m (1 - z^2)^{\frac{|m|}{2}}\, \frac{d^{|m|}}{dz^{|m|}}\, P_\ell(z)\,,$$

and la formula (A.29)

$$P_\ell(z) = \frac{1}{2^\ell \ell!}\, \frac{d^\ell}{dz^\ell}\, (1 - z^2)^\ell\,.$$

con

$$P_\ell(z) = (-1)^\ell \frac{1}{2^\ell \ell!}\, \frac{d^\ell}{dz^\ell}\, (1 - z^2)^\ell\,.$$

1 A.8 Le prime autofunzioni dell?atomo d?idrogeno

Correggere la formula (A.61)

$$\psi_{2,1,\pm 1} = \frac{1}{8\sqrt{2\pi}}\, a_0^{-\frac{3}{2}}\, \frac{r}{a_0} e^{-\frac{r}{2a_0}}\, \sin\theta\, e^{\pm\imath\varphi}\,.$$

con

$$\psi_{2,1,\pm 1} = \frac{1}{8\sqrt{\pi}}\, a_0^{-\frac{3}{2}}\, \frac{r}{a_0} e^{-\frac{r}{2a_0}}\, \sin\theta\, e^{\pm\imath\varphi}\,.$$