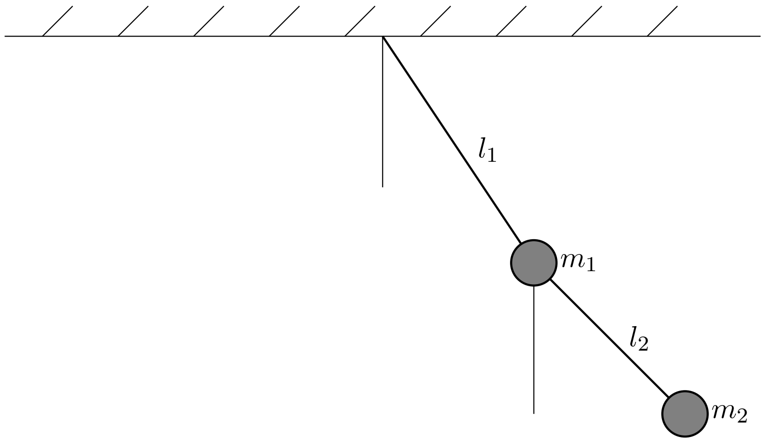

1 Doppelpendel

Betrachten Sie ein gekoppeltes Pendel in einer Ebene mit den Massen m_1 und m_2 und den Seillängen l_1 und l_2 (siehe Abbildung:)

a) Wie lautet die potentielle Energie des Systems im Schwerefeld (Schwerkraft auf eine Masse m: $F_z = -mg$).

Lösung: Potentielle Energie setzt sich aus V_1 und V_2 zusammen. Die Position der Massen sei mit $\vec{r}_1 = \begin{pmatrix} y_1 \\ z_1 \end{pmatrix}$ bzw. mit $\vec{r}_2 = \begin{pmatrix} y_2 \\ z_2 \end{pmatrix}$ bezeichnet (z-Achse zeige nach oben und x-Achse nach rechts).

$$\begin{aligned}
V_1 &= -F_{1_z} z_1 \\
&= m_1 g z_1 \\
V_2 &= m_2 g z_2 \\
V &= V_1 + V_2 \\
&= m_1 g z_1 + m_2 g z_2 \\
&= g(m_1 z_1 + m_2 z_2)
\end{aligned}$$

b) Schreiben Sie die Lagrangefunktion L des Systems. Führen Sie Polarkoordinaten ein!

Lösung:

$$\begin{aligned}
y_1 &= l_1 \sin\phi_1 \\
x_1 &= l_1 \cos\phi_1 \\
y_2 &= y_1 + l_2 \sin\phi_2 \\
&= l_1 \sin\phi_1 + l_2 \sin\phi_2 \\
z_2 &= z_1 + l_2 \cos\phi_2 \\
&= l_1 \cos\phi_1 + l_2 \cos\phi_2
\end{aligned}$$

Potentielle Energie ist aus a) bekannt. Berechne noch kinetische Energie:

2 Harmonischer Oszillator

Gegeben sei ein quantenmechanischer harmonischer Oszillator beschrieben durch die eine Wellenfunktion

$$\psi(x,0) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \left(\frac{m\omega}{\sqrt{2}\hbar}x^2 + \sqrt{\frac{3m\omega}{2\hbar}}x - \frac{1}{2\sqrt{2}}\right) e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2}$$

Und den Eigenfunktionen

$$\begin{aligned}
\psi_0(x) &= \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2} \\
\psi_1(x) &= \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}} x e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2} \\
\psi_2(x) &= \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2m\omega}{\hbar}x^2 - 1\right) e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2}
\end{aligned}$$

und der Energie

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$$

a) Schreiben Sie die Wellenfunktion als eine Summe von Eigenfunktionen des harmonischen Oszillators und bestimmen Sie eine zeitabhängige Wellenfunktion $\psi(x,t)$.

Lösung: Durch scharfes hinsehen wieht man:

$$\psi(x) = \frac{\sqrt{3}}{2}\psi_1(x) + \frac{1}{2}\psi_2(x)$$

Der Faktor $\left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2}$ kommt in allen Eigenfunktionen vor. Betrachte also nur die Klammer, ψ_1 ist die einzige Funktion die x^1 enthält und ψ_2 die einzige mit x^2. Es gilt

$$\psi(x,t) = \sum_k N_k e^{-iE_k t/\hbar} |k\rangle = \sum_k N_k e^{-iE_k t/\hbar} \psi_k(x)$$

Es ist also

$$\begin{aligned}
\psi(x,t) &= N_0 e^{-iE_0 t/\hbar}\psi_0(x) + N_1 e^{-iE_1 t/\hbar}\psi_1(x) + N_2 e^{-iE_2 t/\hbar}\psi_2(x) \\
&= \frac{\sqrt{3}}{2} e^{-\frac{3}{2}i\omega t}\psi_1(x) + \frac{1}{2} e^{-\frac{5}{2}i\omega t}\psi_2(x)
\end{aligned}$$

b) Berechnen Sie Orts- und Impulsmittelwert $\langle x\rangle = \langle\psi|x|\psi\rangle$ und $\langle p\rangle = \langle\psi|p|\psi\rangle$ im Zustand $\psi(x,t)$

Lösung:

$$\langle x\rangle = \langle\psi|x|\psi\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\psi^*(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)\psi\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}(N_0^*\langle 0| + N_1^*\langle 1| + N_2^*\langle 2|)\,(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)\,(N_0|0\rangle + N_1|1\rangle + N_2|2\rangle$$

Da die N_i rein reell sind, ist $N_i = N_i^*$. Außerdem ist $N_0 = 0$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\big(N_1\langle 1| + N_2\langle 2|\big)(\hat{a}+\hat{a}^\dagger)\big(N_1|1\rangle + N_2|2\rangle\big)\\
&= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\big(N_1\langle 1| + N_2\langle 2|\big)\,\hat{a}\big(N_1|1\rangle + N_2|2\rangle\big)\\
&+ \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\big(N_1\langle 1| + N_2\langle 2|\big)\,\hat{a}^\dagger\big(N_1|1\rangle + N_2|2\rangle\big)\\
&= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\big(N_1\langle 1| + N_2\langle 2|\big)\big(N_1|0\rangle + \sqrt{2}N_2|1\rangle\big)\\
&+ \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\big(N_1\langle 1| + N_2\langle 2|\big)\big(\sqrt{2}N_1|2\rangle + \sqrt{3}N_2|3\rangle\big)\\
&= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\Big(N_1N_1\langle 1|0\rangle + \sqrt{2}N_1N_2\langle 1|1\rangle + N_2N_0\langle 2|0\rangle + \sqrt{2}N_2N_2\langle 2|1\rangle\\
&\qquad + \sqrt{2}N_1N_1\langle 1|2\rangle + \sqrt{3}N_1N_2\langle 1|3\rangle + \sqrt{2}N_2N_1\langle 2|2\rangle + \sqrt{3}N_2N_2\langle 2|3\rangle\Big)
\end{aligned}$$

Wegen $\langle i|j\rangle = \delta_{i,j}$ vereinfacht sich der Term zu

$$= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\Big(\sqrt{2}N_1N_2 + \sqrt{2}N_2N_1\Big)$$

$N_1 = \frac{\sqrt{3}}{2}, N_2 = \frac{1}{2}$

$$\begin{aligned}
&= \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\Big(\sqrt{2}\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{1}{2}\Big)\\
&= \sqrt{\frac{3\hbar}{2m\omega}}\\
&\Big(= \int_{-\infty}^{\infty} x|\psi(x)|^2\,dx\Big)
\end{aligned}$$

Da $\langle x\rangle$ nicht von t abhängt, ist

$$\begin{aligned}
\langle p\rangle &= \frac{d\langle x\rangle}{dt}\\
&= 0
\end{aligned}$$

c) Überprüfen Sie Heisenbergs Prinzip

$$(\Delta x)^2(\Delta p)^2 \geq \frac{\hbar^2}{4}$$

Lösung: Zunächst bemerken wir, dass

$$\hat{x} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$$
$$\Rightarrow \hat{x}^2 = \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)^2$$
$$\hat{p} = \frac{\sqrt{2\hbar m\omega}}{2i}(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)$$
$$\Rightarrow \hat{p}^2 = -\frac{\hbar m\omega}{2}(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)^2$$

Berechne dann $\langle x^2 \rangle$:

$$\begin{aligned}
\langle x^2 \rangle &= \langle \psi | \hat{x}^2 | \psi \rangle \\
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}\psi^*(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)^2\psi \\
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}(N_0^* \langle 0| + N_1^* \langle 1| + N_2^* \langle 2|)\,(\hat{a}\hat{a} + \hat{a}^\dagger\hat{a} + \hat{a}\hat{a}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger)\,(N_0 |0\rangle + N_1 |1\rangle + N_2 |2\rangle)
\end{aligned}$$

Es ist wieder $N_0^* = N_0 = 0$ und $N_1^* = N_1, N_2^* = N_2$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}(N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,(\hat{a}\hat{a} + \hat{a}^\dagger\hat{a} + \hat{a}\hat{a}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger)\,(N_1 |1\rangle + N_2 |2\rangle) \\
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}\Big((N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}\hat{a}(N_1 |1\rangle + N_2 |2\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}\hat{a}^\dagger(N_1 |1\rangle + N_2 |2\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}^\dagger\hat{a}(N_1 |1\rangle + N_2 |2\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger(N_1 |1\rangle + N_2 |2\rangle)\Big) \\
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}\Big((N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}(N_1 |0\rangle + \sqrt{2}N_2 |1\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}(\sqrt{2}N_1 |2\rangle + \sqrt{3}N_2 |3\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}^\dagger(N_1 |0\rangle + \sqrt{2}N_2 |1\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,\hat{a}^\dagger(\sqrt{2}N_1 |2\rangle + \sqrt{3}N_2 |3\rangle)\Big) \\
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}\Big((N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,(N_1 \cdot 0 + \sqrt{2}N_2 |0\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,(\sqrt{2}\sqrt{2}N_1 |1\rangle + \sqrt{3}\sqrt{3}N_2 |2\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,(N_1 |1\rangle + \sqrt{2}\sqrt{2}N_2 |2\rangle) \\
&\qquad + (N_1 \langle 1| + N_2 \langle 2|)\,(\sqrt{2}\sqrt{3}N_1 |3\rangle + \sqrt{3}\sqrt{4}N_2 |4\rangle)\Big)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}\Big(0 + (2N_1N_1 + 3N_2N_2) + (N_1N_1 + 2N_2N_2) + 0\Big) \\
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}\Big(3N_1^2 + 5N_2^2\Big) \\
&= \frac{1}{2}\frac{\hbar}{m\omega}\Big(3\frac{3}{4} + 5\frac{1}{4}\Big) \\
&= \frac{7}{4}\frac{\hbar}{m\omega}
\end{aligned}
$$

Integration von $\int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x)\hat{x}^2\psi(x)\,dx$ ergibt das Gleiche (mit CAS)

Bei der Lösung ist es enorm hilfreich, dass $\langle i|j\rangle = \delta_{i,j}$, d.h. fast alle Brakets fallen weg. Man kann sich außerdem überlegen, wie $\hat{a}\hat{a}, \hat{a}\hat{a}^\dagger, \ldots$ aussehen und spart sich damit einen Zwischenschritt und viel Schreibarbeit.

$$
\begin{aligned}
\langle p^2\rangle &= \langle\psi|\hat{p}^2|\psi\rangle \\
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}\psi^*(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)^2\psi \\
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}(N_0^*\langle 0| + N_1^*\langle 1| + N_2^*\langle 2|)\,(\hat{a}\hat{a} - \hat{a}^\dagger\hat{a} - \hat{a}\hat{a}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger)\,(N_0|0\rangle + N_1|1\rangle + N_2|2\rangle)
\end{aligned}
$$

Es ist wieder $N_0^* = N_0 = 0$ und $N_1^* = N_1, N_2^* = N_2$

$$
\begin{aligned}
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}(N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,(\hat{a}\hat{a} - \hat{a}^\dagger\hat{a} - \hat{a}\hat{a}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger)\,(N_1|1\rangle + N_2|2\rangle) \\
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}(N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,(\hat{a}\hat{a} + \hat{a}^\dagger\hat{a} + \hat{a}\hat{a}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger)\,(N_1|1\rangle + N_2|2\rangle) \\
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}\Big((N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}\hat{a}(N_1|1\rangle + N_2|2\rangle) \\
&\qquad - (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}\hat{a}^\dagger(N_1|1\rangle - N_2|2\rangle) \\
&\qquad - (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}^\dagger\hat{a}(N_1|1\rangle - N_2|2\rangle) \\
&\qquad + (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger(N_1|1\rangle + N_2|2\rangle)\Big) \\
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}\Big((N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}(N_1|0\rangle + \sqrt{2}N_2|1\rangle) \\
&\qquad - (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}(\sqrt{2}N_1|2\rangle - \sqrt{3}N_2|3\rangle) \\
&\qquad - (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}^\dagger(N_1|0\rangle - \sqrt{2}N_2|1\rangle) \\
&\qquad + (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,\hat{a}^\dagger(\sqrt{2}N_1|2\rangle + \sqrt{3}N_2|3\rangle)\Big)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}\Big((N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,(0 + \sqrt{2}N_2|0\rangle) \\
&\qquad - (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,(\sqrt{2}\sqrt{2}N_1|1\rangle - \sqrt{3}\sqrt{3}N_2|2\rangle) \\
&\qquad - (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,(N_1|1\rangle - \sqrt{2}\sqrt{2}N_2|2\rangle) \\
&\qquad + (N_1\langle 1| + N_2\langle 2|)\,(\sqrt{2}\sqrt{3}N_1|3\rangle + \sqrt{3}\sqrt{4}N_2|4\rangle)\Big) \\
&= -\frac{\hbar m\omega}{2}\Big(0 - (2N_1^2 + 3N_2^2) - (N_1^2 + 2N_2^2) + 0\Big) \\
&= \frac{\hbar m\omega}{2}\Big(3N_1^2 + 5N_2^2\Big) \\
&= \frac{\hbar m\omega}{2}\Big(3\frac{3}{4} + 5\frac{1}{4}\Big) \\
&= \frac{7}{4}\hbar m\omega
\end{aligned}
$$

Damit ist

$$
\begin{aligned}
\Delta x &= \sqrt{\langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2} \\
&= \sqrt{\frac{7}{4}\frac{\hbar}{m\omega} - \frac{3\hbar}{2m\omega}} \\
&= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \\
\Delta p &= \sqrt{\langle p^2\rangle - \langle p\rangle^2} \\
&= \sqrt{\langle p^2\rangle - 0} \\
&= \sqrt{\frac{7}{4}\hbar m\omega}
\end{aligned}
$$

$$
(\Delta x)^2(\Delta p)^2 = \frac{7}{16}\hbar^2 \geq \frac{4}{16}\hbar^2 = \frac{\hbar^2}{4}
$$

d) Berechnen Sie die Mittelwerte von der kinetischen und potentiellen Energie $\langle T\rangle$ und $\langle V\rangle$ in dem Zustand ψ. Der Hamiltonoperator ist definiert als

$$
H = T + V = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2x^2 = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2}m\omega^2x^2
$$

Lösung:

$$
\begin{aligned}
\langle T\rangle &= \langle\psi|T|\psi\rangle = \langle\psi|\frac{\hat{p}^2}{2m}|\psi\rangle \\
&= \frac{1}{2m}\langle\psi|\hat{p}^2|\psi\rangle
\end{aligned}
$$

$$= \frac{1}{2m}\frac{7}{4}\hbar m\omega = \frac{7}{8}\hbar\omega$$

$$\langle V\rangle = \langle\psi|Vpsi\rangle = \langle\psi|\frac{1}{2}m\omega^2\hat{x}^2|\psi\rangle$$

$$= \frac{1}{2}m\omega^2\langle\psi|\hat{x}^2|\psi\rangle$$

$$= \frac{1}{2}m\omega^2\frac{7}{4}\frac{\hbar}{m\omega} = \frac{7}{8}\hbar\omega$$

3 Teilchen mit Spin im magnetischen Feld

Betrachten Sie ein Elektron in einem Überlagerungszustand durch

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2}\\ \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}$$

a) Bestimmen Sie die Wahrscheinlichkeit im Zustand ψ Spin $\frac{\hbar}{2}$ in x- bzw. y-Richtung zu messen.

Lösung: Wahrscheinlichkeit im Zustand ψ den Spin $\frac{\hbar}{2}$ in x-Richtung zu messen:

$$\langle\psi|\sigma_x|\psi\rangle = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2} & \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}\right)^*\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2}\\ \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2} & \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2}\\ \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{8}\begin{pmatrix}1+\sqrt{3} & 1-\sqrt{3}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1-\sqrt{3}\\ 1+\sqrt{3}\end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{8}2(1-\sqrt{3}+\sqrt{3}-\sqrt{3}\sqrt{3})$$

$$= \frac{1}{8}2(1-3) = -\frac{1}{2}$$

Genauso für die y-Richtung:

$$\langle\psi|\sigma_y|\psi\rangle = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2} & \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}\right)^*\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2}\\ \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}$$

$$= \frac{\hbar}{4}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2} & \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\frac{1+\sqrt{3}}{2}\\ \frac{1-\sqrt{3}}{2}\end{pmatrix}$$

$$= \frac{\hbar}{16}\begin{pmatrix}1+\sqrt{3} & 1-\sqrt{3}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-i+i\sqrt{3}\\ i+i\sqrt{3}\end{pmatrix}$$

$$= \frac{i\hbar}{16}\begin{pmatrix}1+\sqrt{3} & 1-\sqrt{3}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-1+\sqrt{3}\\ 1+\sqrt{3}\end{pmatrix}$$

$$
\begin{aligned}
&= \frac{i\hbar}{16}(-1 + \sqrt{3} - \sqrt{3} + 3 + 1 + \sqrt{3} - \sqrt{3} - 3) \\
&= \frac{i\hbar}{16} 0 = 0
\end{aligned}
$$

b) Das Teilchen ruht in einem homogenen magnetischen Feld $\vec{B} = B_0 e_z$. Der Hamilton-operator lautet

$$\hat{H} = -\vec{\mu}\vec{B} = \frac{e}{m}\vec{S}\vec{B}$$

Berechnen Sie die Eigenvektoren und die Eigenwerte (Energien E_1, E_2) von $\hat{H}$. Ist ψ ein stationärer Zustand? Begründen Sie!

Lösung:

$$
\begin{aligned}
\hat{H} &= \frac{e}{m}\vec{S}\vec{B} = \frac{e}{m}\vec{S}B_0 e_x = \frac{e}{m}B_0 S_x = \frac{e}{m}B_0 \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\
&= \frac{e\hbar B_0}{2m}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}
$$

Eigenwerte E_i von $\hat{H}$ erfüllen

$$
\begin{aligned}
\hat{H}\psi_n &= E_i \psi_n \\
\frac{e\hbar B_0}{2m}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\psi_n &= E_i \psi_n
\end{aligned}
$$

$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ hat die Eigenwerte $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = -1$, also ist

$$
\begin{aligned}
E_1 &= \frac{e\hbar B_0}{2m}, \qquad \psi_1 \in \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}\right] \\
E_2 &= -\frac{e\hbar B_0}{2m}, \qquad \psi_2 \in \left[\begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}\right]
\end{aligned}
$$

Offensichtlich ist ψ weder im Eigenraum $\left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}\right]$ noch im Eigenraum $\left[\begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}\right]$ enthalten deshalb kein Eigenvektor und nicht stationär.

c) Bestimmen Sie nun die Wahrscheinlichkeit im Zustand ψ die Energie E_1 bzw. E_2 zu messen. Geben Sie anschließend den Mittelwert der Energien

$$\langle E \rangle = \langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle$$

an.

Lösung: Wahrscheinlichkeit im beliebigen Zustand ϕ die Energie E zu messen ist

$$P_E = |\langle v|\phi\rangle|^2$$

, wobei v der Eigenvektor zum Eigenwert E ist.

$$E_1 = \frac{e\hbar B_0}{2m}, \quad v_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix}\right]$$
$$E_2 = -\frac{e\hbar B_0}{2m}, \quad v_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\begin{pmatrix}1\\-1\end{pmatrix}\right]$$
$$P_1 = |\langle v_1|E_1\rangle|^2 = \frac{1}{4}, \quad P_2 = |\langle v_2|E_2\rangle|^2 = \frac{3}{16}$$
$$\hat{H} = \frac{e\hbar B_0}{2m}\begin{pmatrix}0 & 1\\1 & 0\end{pmatrix}$$
$$\langle E\rangle = \langle\psi|\hat{H}|\psi\rangle = \langle\psi|\frac{e\hbar B_0}{2m}\begin{pmatrix}0 & 1\\1 & 0\end{pmatrix}|\psi\rangle = \frac{e\hbar B_0}{2m}\langle\psi|\begin{pmatrix}0 & 1\\1 & 0\end{pmatrix}|\psi\rangle = -\frac{e\hbar B_0}{2m}\frac{\hbar}{2} = -\frac{e\hbar^2 B_0}{4m}$$

d) Bestimmen Sie die Zeitentwicklung des Zustandes $\psi(t)$ mit Hilfe der Zerlegung von ψ in die Eigenzustände von $\hat{H}$.

Lösung: Die Eigenzustände von $\hat{H}$ sind die Eigenvektoren der Paulimatrix σ_x. Eigenwerte E_1 und E_2 sind bereits bekannt.

$$\Psi(t) = N_1 e^{\frac{-iE_1 t}{\hbar}} v_1 + N_2 e^{\frac{-iE_2 t}{\hbar}} v_2$$
$$t = 0 \Rightarrow \Psi(0) = N_1 v_1 + N_2 v_2 = \frac{1}{2\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1+\sqrt{3}\\1-\sqrt{3}\end{pmatrix}$$

Durch scharfes hinsehen erkennt man

$$N_1 = \frac{1}{2}, \quad N_2 = \frac{1}{2}\sqrt{3}$$