

Übungen (5) zur Experimentalphysik IV “Moderne Physik” Ss2006

Heiko Dumlich

May 28, 2006

10 Quantenmarkierung und Radierung

Die Quantenmarkierung wird im Atominterferometer-Experiment durch zwei verschiedene Zustände eines $^{85}\text{Rb} - \text{Atoms}$ erreicht. Hierbei betrachten wir die Hyperfeinstruktur des Atoms, wobei man die beiden Zustände $F_g = 2$ und $F_g = 3$ unterscheidet. Dies wird durch ein Mikrowellenfeld erreicht, das, nachdem durch “pumping” mit linear polarisiertem Licht “nur” noch der $F_g = 3$ Zustand existiert, Übergänge zwischen $F_g = 2, m_F = 0$ und $F_g = 3, m_F = 0$ induziert. Es sind zudem nur Übergänge mit $\Delta m = 0$ möglich, da das oszillierende Magnetfeld ($\omega_{mw} = 2\pi \cdot 3.035 \cdot 10^9 \text{ Hz}$), welches die Mikrowelle erzeugt, parallel zu einem äußeren $100 \mu\text{T}$ Magnetfeld ist. Zusätzlich verhindert dieses Magnetfeld auch noch, dass andere Übergänge als $F_g = 2, m_F = 0$ und $F_g = 3, m_F = 0$ auftreten, da diese durch Zeeman-shifts ausser Resonanz gebracht werden. Die Markierung erfolgt also, durch zwei Mikrowellenfelder, wobei diese Rabi-Oszillationen zwischen den $|2\rangle, |3\rangle$ Zuständen induzieren. Es ist resonant für die Übergänge zwischen Zustand $|2\rangle$ und $|3\rangle$. Das Auslesen des Zustandes erfolgt über eine Messung des internen Zustandes des Atoms, wobei hierzu die Frequenz des Auslese-Laser variiert wird und bestimmte Zustände mit bestimmten Frequenzen ausgelesen werden können, wobei die Zustände mit dem jeweiligen Strahl über:

$$|\psi\rangle = |\psi_B\rangle \otimes |3\rangle - |\psi_C\rangle \otimes |2\rangle$$

korreliert sind. Das heisst also, dass der Zustand $|2\rangle$ mit Strahl C und der Zustand $|3\rangle$ mit Strahl B korreliert ist. Zur Detektion des $F_g = 3$ Zustandes wird z.B. die Frequenz des Lasers in Resonanz zum $F_g = 3 \leftrightarrow F_g = 4$ “cycling” Übergang gebracht. Für die Detektion des $F_g = 2$ Zustandes, die normalerweise durch den $F_g = 2 \leftrightarrow F_g = 1$ Übergang detektiert werden könnte, ergibt sich ein Problem, da die Effizienz sehr gering ist und damit nur eine geringe Intensität erzeugt werden kann. Daher wird ein π -Mikrowellenpuls in der Interaktions Region, also dort, wo das Atom mit der Mikrowelle wechselwirkt, hinzugefügt. Somit entspricht die Detektion des $F_g = 3$ Zustandes nachdem der π Puls hinzugefügt wurde dem $F_g = 2$ Zustand, bevor der π

Puls hinzugefügt wurde. Dies sind also die Möglichkeiten zur Detektion des $F_g = 2$ oder $F_g = 3$ Zustandes. Um einen beliebigen Zustand auslesen zu können, was also einer “Quantenradierung” entsprechen würde, muss man einen anderen Puls hinzufügen, im Falle der $\frac{1}{\sqrt{2}}(|F_g = 2\rangle + |F_g = 3\rangle)$ Superposition würde man einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls benutzen. Somit ist es auch möglich durch diesen Puls jede mögliche “Sichtbarkeit” zu erreichen, wobei natürlich hier die Komplementarität der Wellen- und Teilcheneigenschaften eine wichtige Rolle spielt. Umso genauer man die Welcher-Weg-Information ausliest, desto schlechter wird die Interferenz zu erkennen sein und umgekehrt. Dies ist also die Möglichkeit der “unvollständigen Welcher-Weg-Information”.

Die Quantenradierung wird erst beim Auslesen durchgeführt, je nachdem wie man ausliest, kann man beim Auslesen des inneren Atomzustandes entscheiden, in wie weit man Welcher-Weg-Information erhalten möchte und die Interferenz, bzw. ihre Verschmiertheit ist mit der Genauigkeit der Welcher-Weg-Information korreliert, wie bereits oben beschrieben. Auf diesen Aspekt wird auch noch in **Aufgabe 12** eingegangen.

Für die Aufspaltung des Atom-Niveaus ist ein Mikrowellenfeld verantwortlich, wobei durch Rabi-Oszillation die Hyperfeinstruktur “erreicht” wird. Die Frequenz der Mikrowelle beträgt $\omega_{mw} = 2\pi \cdot 3.3035 \text{ GHz}$ somit folgt eine Energie von $E_{mw} \approx 2 \cdot 10^{-24} \text{ J}$, diese wirkt auf einer Strecke von ca. $s \approx 10 \text{ cm}$ ($\lambda = \frac{c}{\nu}$), somit folgt für die Kraftwirkung $F_{mw} \approx 2 \cdot 10^{-25} \text{ N}$ Für die Coulombwechselwirkung zwischen dem Kern mit ${}^{85}_{37}\text{Rb}$, also einer Ladung von $Q_{Rb} = 37e$ und dem Elektron mit $q_e = e$ folgt für die Coulomb Wechselwirkung, wobei wir den Atomradius mit ca. $r \approx 10^{-10} \text{ m}$ annehmen:

$$F_C = \frac{q_e Q_{Rb}}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \approx 8.5 \cdot 10^{-7} \text{ N}$$

Die Energieaufspaltung erfolgt in das $F_g = 2$ und $F_g = 3$ Energieniveau, dies ist eine Hyperfein-Aufspaltung, während der Übergang von $s \rightarrow p$ ein Übergang eines Elektrons von einem zu einem anderen Orbital darstellt und somit eine viel höhere Energie benötigt wird. Bei einem Sprung zwischen zwei Orbitalen wird entweder ein Photon absorbiert oder emittiert, dieses besitzt eine für den “Sprung” spezifische Wellenlänge, die der Energiedifferenz entspricht. (Leider hatten wir bis jetzt erst das Bohrsche Atommodell in Experimentalphysik III und somit kann ich keine Übergänge für Orbitale berechnen, bzw. Aufspaltungen, es wäre nett, wenn du eine kurzen Exkurs zu diesem Thema machen könntest, danke).

Die Kräfte die bei der Markierung wirken sind von der Größenordnung 10^{-25} N , während die Kernkräfte 10^{-6} N betragen, somit liegt ein Unterschied von gut 20 Größenordnungen zwischen den Kräften, womit man davon ausgehen kann, dass die Markierung bzw. auch die Radierung vernachlässigbare Effekte haben müssen.

11 Fluoreszenz-Detektion

Die Fluoreszenz Detektion nutzt den $F_g = 3 \leftrightarrow F_g = 4$ Übergang zum Auslesen beider Zustände, wobei zum Auslesen des $F_g = 2$ Zustandes noch ein π -Puls vorgeschaltet wird. Das Atom wird also angeregt und strahlt dann ein Fluoreszenzphoton aus. Jedoch werden nur solche Atome angeregt, die sich in dem bestimmten Zustand befinden, da die Frequenz nur für den jeweiligen Zustand resonant ist.

Die Detektionsposition kann durch einen drehbaren Spiegel verändert werden, da der Laserstrahl von diesem reflektiert in die "Schirm"-Ebene geworfen wird. Dieser Spiegel befindet sich auf einem "galvo drive".

Die Fluoreszenz wird in Form von Photonen abgestrahlt, wobei diese über einen Photomultiplier verstärkt werden und dann als Signal registriert werden.

Die Effizienz der Detektion ist durch den Photomultiplier und die Abstrahlung in alle Richtungen des Photons vom Atom aus gesehen beschränkt. Der Photomultiplier besitzt eine Totzeit, d.h. wenn mehrere Photonen fast zur gleichen Zeit ankommen, kann er dies nicht auflösen. Die Abstrahlung in alle Richtungen ist ein statistischer Prozess, d.h. die Wahrscheinlichkeit das Photon zu detektieren ist ungefähr für alle Punkte der "Schirm"-Ebene identisch. Jedoch dadurch, dass nicht jedes abgestrahlte Photon den Photomultiplier erreicht, da es z.B. in die entgegengesetzte Richtung fliegt, wird die Effizienz geschmälert. Auf die Genauigkeit der Messung sollte dies jedoch nur einen minimalen Einfluss besitzen, da die Entfernung zum Photomultiplier nur minimal verschieden ist über die "Schirm"-Ebene verteilt.

Der Laserstrahl hat ein elliptisch-gaussförmiges Profil, wobei die horizontale Breite von $\omega_z = 50 \mu m$ die Positionsauflösung bestimmt. Zudem ist durch die Art des Versuchsaufbau, d.h. durch den schwenkbaren Spiegel, anstatt einem, der zu der jeweiligen Position fährt, auch eine gewisse Ungenauigkeit gegeben.

Der Strahl besitzt also eine Breite von $\omega_z = b_0 = 50 \cdot 10^{-6} m$, für die Maxima aus Fig.6 lesen wir einen Abstand von ca. $a = 0.2 mm$ ab, wobei für diese ein Gitter mit $d = 5 \cdot 10^{-6} m$ verwendet wurde. Als Toleranz gehen wir davon aus, dass wir ca. die gleiche Breite in jede Richtung "freilassen" müssen, um den Strahl richtig aufzulösen, daher wählen wir als Breite für den Strahl $b = 3 \cdot b_0 = 150 \cdot 10^{-6} m$. Aus dem letzten Aufgabenblatt wissen wir, dass für den Abstand in diesem Fall $L \approx 0.44 m$ galt, wobei der Abstand der Maxima $a = 200 \cdot 10^{-6} m$, also ca. dem 4-fachen der Breite des Strahles entsprach. Wir können nun über die Bragg-Bedingung den Fall für die 3-fache Strahlbreite bestimmen, es folgt $L = \frac{d \cdot b}{\lambda} = \frac{5 \cdot 150 \cdot 10^{-12} m^2}{2.3 \cdot 10^{-9} m} \approx 0.33 m$. Der Abstand zum Lichtgitter sollte also mindestens ungefähr $L \approx 0.33 m$ betragen, um eine vernünftige Auflösung zu erzielen.

Für die quantitative Berechnung benutzen wir die Bragg-Bedingung mit:

$$2d \sin \theta = n \lambda_{dB}$$

wobei wir $\sin \theta = \frac{x}{L}$ schreiben können und x auf dem Schirm den Abstand der eingetroffenen Teilchen beschreibt.

12 Dualität der Sichtbarkeit und Unterscheidbarkeit

Sichtbarkeit beschreibt, wie gut ein Interferenzmuster erkennbar ist, während Unterscheidbarkeit beschreibt, wie gut man den Weg eines Teilchens kennt. Für die Sichtbarkeit (V) gilt:

$$V(\varphi) = V_{max} |\cos \varphi|$$

Wobei die maximale Sichtbarkeit des Versuches V_{max} von der Versuchsanordnung bestimmt wird, in diesem Versuch wird sie durch die beschränkte Größe des Detektions-Laserstrahles, dem Kollimator-Schlitz und durch "Hintergrundrauschen" aus der Fluoreszenzdetektion verringert.

Für die Unterscheidbarkeit (D) gilt:

$$D(\varphi) = D_{max} |\sin \varphi|$$

wobei für das Experiment die Werte $V_{max} = 0.72$ und $D_{max} = 0.81 \pm 0.02$ bestimmt wurden. Der reduzierte Wert für die maximale Sichtbarkeit resultiert hierbei wieder aus dem "Hintergrundrauschen" der Fluoreszenzdetektion und aus Intensitätsschwankungen der stehenden Lichtwelle.

Die Variation durch die Fläche des Mikrowellenpulses kann aus der Formel abgelesen werden, wobei die Fläche durch "microwave pulse area" φ beschrieben wird. Somit erhalten wir eine $\sin$ bzw. $\cos$ -Abhängigkeit, damit kann auch die Dualitätsrelation gut erklärt werden, da wir bereits wissen, dass aus dem Trigonometrischen Pythagoras:

$$\sin^2 x + \cos^2 x = 1$$

gilt, muss für die Dualitätsrelation auch:

$$D^2 + V^2 \leq 1$$

gelten, da V und D maximal 1 erreichen können (mit $D_{max}, V_{max} \leq 1$). Erreicht z.B. $D = 1$, muss $V = 0$ sein. Dies folgt auch schon aus dem Komplementaritätsprinzip, bzw. aus dem Welle-Teilchen-Dualismus oder wenn man noch ein Stück zurück geht auch aus der Heisenbergschen Unschärferelation, da der Teilchencharakter durch die Unterscheidbarkeit des Weges D und der Wellencharakter durch die Sichtbarkeit des Interferenzmusters V beschrieben werden. Somit kann man auch von einer verallgemeinerten Heisenbergschen Unschärferelation sprechen, wobei hier in einer allgemeinen Form des Welle-Teilchen-Dualismus ausgegangen wird, ohne direkt ihren Impuls und Ort zu vergleichen.