

Optische Gitter

Alex Neumüller

alexej@uni-bonn.de

01. Februar 2010

Zusammenfassung

Ein optisches Gitter wird durch ein periodisches Potential für Atome gebildet, das durch die Wechselwirkung zwischen elektrischem Feld eines Lichtstrahls und einem Atom entsteht. Durch die Variation der Intensität und der Frequenz des Lichtfeldes können z.B. die Potentialtiefe und der Gitterabstand verändert werden.

Dipolpotential

Durch Laserlicht wird im Atom ein Dipolmoment $\vec{p} = \alpha(\omega)\vec{E}$ erzeugt. Dabei bezeichnet ω die eingestrahlte Lichtfrequenz und \vec{E} die entsprechende Energie. Eine entscheidende Rolle trägt die Polarisierbarkeit α . Diese kann über den sogenannten semiklassischen Ansatz bestimmt werden. Letzendlich lässt sich das Dipolpotential über den folgenden Ausdruck beschreiben [Gre03]

$$V_{dip} \approx \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I(r). \quad (1)$$

Wobei $\Delta = \omega - \omega_0$ die Verstimmung des verwendeten Laserlichts, ω_0 die Anregungsfrequenz der Atome und Γ die natürliche Linienbreite ist. Je nach Vorzeichen kann das Dipolpotential (Gleichung 1), negativ oder positiv werden. Dieses Kriterium äußert sich darin, dass ein positives Dipolpotential repulsiv auf Atome wirkt (bei blauer-Verstimmung) während ein negatives Vorzeichen ein attraktives Feld erzeugt (bei roter-Verstimmung). Um spontane Emission zu unterdrücken, wird üblicherweise weit von den atomaren Resonanzen verstimmtes Laserlicht verwendet. Da das Laserlicht über ein gaußsches Intensitätsprofil verfügt bekommt Gl. 1, nach einsetzen

von $I(r, z) \propto \exp(-r^2/w^2(z))$, durch eine Taylorentwicklung um den Potentialmittelpunkt in allen Variablen folgende Form

$$V(r, z) \approx -V_0 \left[1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (2)$$

Hier ist z_R die Rayleighlänge, w_0 der minimale Strahlradius und $V_0 = V_{dip}(I_0)$ die Maximalamplitude.

Wegen Gl. 2 spricht man auch von einer harmonischen Falle für Atome mit Fallenfrequenzen $\omega_r = (4V_0/m\omega^2)^{1/2}$ und $\omega_z = (4V_0/mz_r^2)^{1/2}$.

Gitterpotential

Eine sehr zuverlässige Methode zur Erzeugung von Gitterpotentialen ist die Verwendung von Laserlicht, welches durch geeignete Konfiguration so zum Interferieren gebracht wird, dass Stehwellen entstehen.

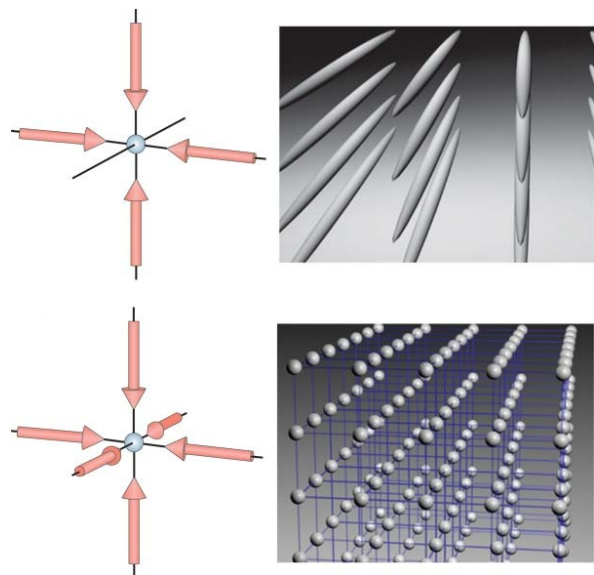


Abb. 1: Laseranordnung und Interferenzmuster eines 2D- (oben) und 3D-Gitters (unten) [Blo05]

Im einfachsten Fall wird durch Retroreflexion eines linear polarisierten Strahles, ein eindimensionales Gitter erzeugt, da das resultierende Potential räumlich mit dem Quadrat des Sinus oszilliert

$$V(r, z) \approx -V_0 \left[1 - 2 \left(\frac{r}{\omega_0} \right)^2 \right] \cdot \sin^2(kz). \quad (3)$$

Analog zu dem gerade beschriebenen Verfahren können auch zwei- und dreidimensionale Gitter erzeugt werden. Dazu muss man den Aufbau so

wählen, dass zwei bzw. drei Laserachsen senkrecht aufeinander stehen (siehe Abb. 1). Kontrollierte Muster eines periodischen Gitter entstehen aber üblicherweise nur dann, wenn Interferenzterme der aufeinander senkrecht stehenden Strahlen unterdrückt sind.

Interferierende Wellenfunktionen

Zum Abschluß möchte ich auf den Fall eingehen, dass nur die untersten Blochzustände besetzt sind. Das optische Gitter werde mit einem Bose-Einstein Kondensat geladen, dessen typische Temperatur einige 100 Nanokelvin beträgt. Zudem ist die Dichte im Gitter hinreichend hoch, so dass die Wechselwirkung der Atome untereinander es erlaubt, im Gitter, einen stark korrelierten Bereich zu erreichen ($na^3 \approx 1$, mit n als der Atomdichte und a als der atomaren Streulänge). Die Wechselwirkung der Atome untereinander und das Tunneln zwischen den Gitterplätzen kann nun mit dem Bose-Hubbard-Operator beschrieben werden:

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j + \frac{1}{2} U \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) \quad (4)$$

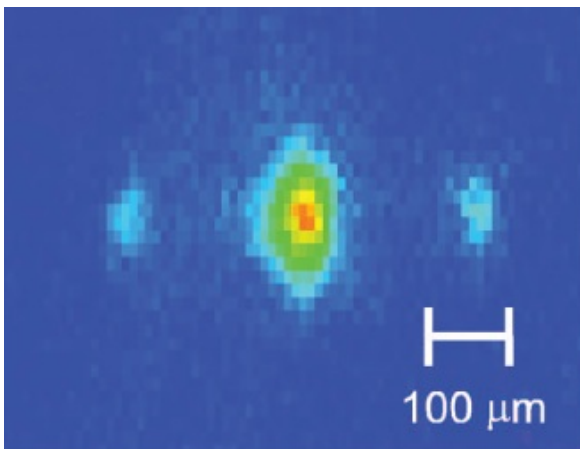


Abb. 2: Flugzeitbild eines Bose-Einstein Kondensats nach einer freien Expansionszeit von 20ms [Mor06]

Der erste Term mit dem Tunnelmatrixelement J entsteht durch die kinetische Energie der Atome und beschreibt die Tunnelwahrscheinlichkeit zwischen zwei benachbarten Gitterplätzen $\langle ij \rangle$. Der zweite Summand mit U ist das sogenannte Wechselwirkungspotential innerhalb eines Gitterplatzes i . Nun können wir aus Gl. 4 zwei mögliche Ansätze ableiten. Zum einen entsteht im Grenzfall $U/J \gg 1$ ein *Mott-Isolator*, bei dem eine gleichverteilte atomare Anordnung im Gitter vorherrscht und die Kohärenz zwischen den Wellenfunktionen verloren geht. Zum anderen überwiegt für $U/J \ll 1$ der Tunneleffekt und die Atome können praktisch ohne Verluste durch das Gitter wandern (*superfluides BEC*).

Mit Hilfe der Flugzeitbildmethode [Mor06], kann die Überlagerung der atomaren Wellenfunktionen dargestellt werden. In Abb. 2 sieht man eine entsprechende Aufnahme eines Bose-Einstein Kondensats nach Expansion aus dem Gitter, für den superfluiden Bereich.

Literatur

- [Mor06] Morsch, Oliver: *Dynamics of Bose-Einstein condensates in optical lattices*. In: *Reviews of Modern Physics*. 2006, Volume 78, S.179-215.
- [Gre03] Greiner, Markus. *Ultracold quantum gases in three-dimensional optical lattice potentials*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München. 2003.
- [Blo05] Bloch, Immanuel: *Ultracold quantum gases in optical lattices*. In: *Nature Physics*. 2005, Volume 1, S.23-30.