

## 第五章 ボース凝縮体を用いた原子波干渉計

### 5.1 はじめに～原子波干渉計の歴史

「干渉計」は、20 世紀の物理学の発展において、常に中心的役割を果たしてきた優れた実験手法である。1905 年に提唱されたアインシュタインの特殊相対性理論は、マイケルソン・モーレーの実験（光のマイケルソン干渉計を用いて地球とエーテルとの相対速度を検出する実験）がその実験的基礎となっている。1923 年にド・ブロイが物質波の概念を提唱し、それが実験的に確認されると、光干渉計に代わって「物質波干渉計」が物理学の表舞台に登場するようになる。1954 年、最初の物質波干渉計として「電子線干渉計」が開発され[81]、これを応用した電子線ホログラフィー[82]はアハラノフ・ボーム効果の検証[83]、磁束量子の観測[84]などに利用されている。1974 年には Si 単結晶を回折格子とする中性子干渉計が開発され[85]、重力による量子力学的位相および等価原理の検証[86]、中性子（スピン 1/2）の回転対称性の検証[87]（これらの実験は、J.J.Sakurai 著「Modern Quantum Mechanics」に取上げられている[88]）、地球の自転によるサニャック効果の測定[89]などに利用されている。

電子および中性子を用いた干渉計は、1970 年代には既に確立した技術となっていたのに対し、原子を用いた干渉計は 1990 年代に入るまでは実験的研究がほとんどなされなかった。その理由として、原子は電荷を持たないので、電子のような電磁気的操作が困難であること、中性子のように固体中を通過できないので、固体結晶を回折格子として利用できないこと、電子や中性子に比べ質量が大きい為、ド・ブロイ波長が短く、干渉効果の観測が難しいこと、などが挙げられる。最初の原子波干渉計は、1991 年にコンスタンツ大の Mlynek のグループ、および MIT の Pritchard のグループによってほぼ同時に実現された。Mlynek のグループは、準安定 He の熱的原子線を  $2\ \mu\text{m}$  のスリットに通して回折させ、広がった原子波を幅  $2\ \mu\text{m}$ 、間隔  $8\ \mu\text{m}$  のダブルスリットに通し、ヤングの干渉縞を観測した（図 5.1(a)）[45]。一方、Pritchard のグループは、 $0.4\ \mu\text{m}$  周期のスリットが入った

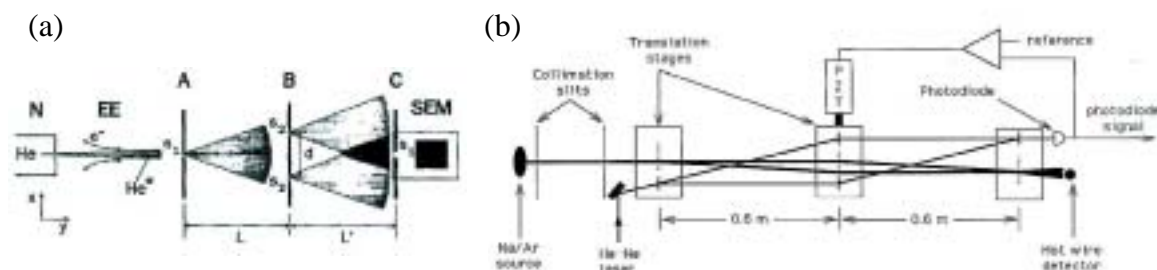


図 5.1 (a) 準安定 He 原子線を用いたヤングの干渉実験（文献[45]より転載）。干渉縞は二次電子増倍管（SEM: secondary electron multiplier）で観測する。(b) Na 原子線を用いたマッハ・ツェンダー干渉計（文献[90]より転載）。He-Ne レーザーは回折格子の位置安定化に用いる。

SiN 膜の回折格子 3 枚を用いて Na の熱的原子線のマッハ・ツェンダー干渉計を構成し(図 5.1(b)), 13% のフリンジコントラストを得た[90]。どちらのグループも,  $\mu\text{m}$  レベルで微細加工された透過物(ダブルスリットまたは回折格子)を用意できたことが実験成功の鍵であった。

1991 年の最初の成功後, 原子波干渉計の応用は拡大の一途を辿っている。1992 年, スタンフォード大の S.Chu のグループは, 冷却 Na 原子を用いた原子波干渉計で,  $3 \times 10^{-8} g$  ( $g$  は重力加速度) という感度で重力加速度を測定した[91]。これは中性子干渉計の感度 ( $10^{-2} g$ ) を遥かに上回り, 落下するコーナーキューブを用いる測定法の感度に匹敵する。同大学の M. Kasevich のグループは, 1997 年に Cs 原子線を用いた原子波干渉計でサニャック効果を測定し(原子波干渉計によるサニャック効果の観測は, 1991 年に F. Riehle らによって最初に行われた[92]), 光ジャイロスコープと同程度の感度  $2 \times 10^{-8} \text{ rad/s}/\sqrt{Hz}$  を得ている[93]。その他, 原子波干渉計の応用として  $\hbar/m_{\text{atom}}$  の精密測定[94], 原子の誘電率測定[95], アハラノフ・キャッシャー効果(磁気モーメントを持った中性原子が電荷の周りを動くときに表れる位相シフト)の観測[96]なども行われている。

## 5.2 光定在波を用いた原子波干渉計

図 5.1(b) のマッハ・ツェンダー原子波干渉計は, 原子波の分離, 反射および合成に SiN 膜の回折格子による原子波の回折を利用しているが, 光の回折格子, つまり光定在波を用いても同様に原子波を回折させることができる。一般に, 周期的構造を持つ媒質による波の回折は, 媒質の奥行きが薄いときに起こるラマン・ナス回折と, 厚いときに起こるブラッグ回折に分けられる。前者の回折では一般に複数の方向への回折が観測されるのに対し, 後者の回折では特定の条件(ブラッグ条件)を満たす方向にのみ回折が観測され, この性質はレーザー光の AOM (Acousto-Optic Modulator) や, 結晶の X 線解析に応用されている。光定在波による原子波の回折も, 定在波と原子との相互作用時間に応じてラマン・ナス回折とブラッグ回折に分けられ(付録 J), それぞれ実験的に確認されている[97, 98]。1995 年, インスブルック大の A. Zeilinger のグループは, 光定在波による熱的原子線 ( $\text{Ar}^*$ ) のラマン・ナス回折を用いて原子波干渉計を構成した(図 5.2 (a)) [60]。ラマン・ナス回折

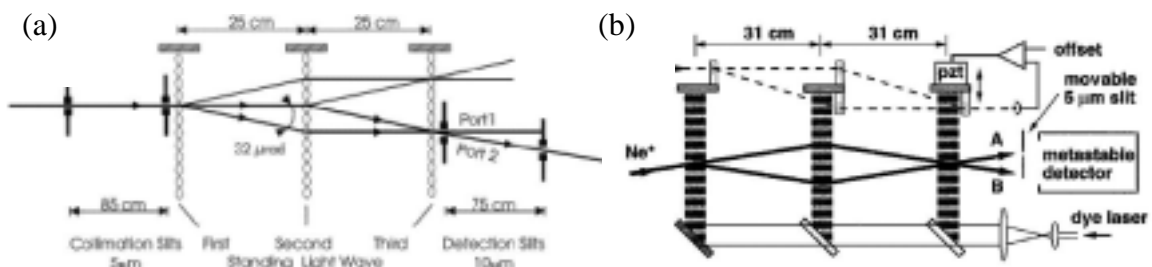


図 5.2 (a) ラマン・ナス回折を用いた原子波干渉計(文献[59]より転載)。干渉計に寄与しない方向へも原子波が回折される。(b) ブラッグ回折を用いた原子波干渉計(文献[60]より転載)。すべての原子が干渉計に寄与する。

では干渉計に寄与しない方向にも原子ビームが回折されるため、干渉フリンジのコントラストは 10%にとどまった。同年、干渉計に寄与しない方向への散乱を抑制できるブラッグ回折を用いて同様の実験がコロラド州立大の S. A. Lee のグループによって行われ[61] (図 5.2(b)), 62%のコントラストを得た。

### 5.3 本研究の目的～ボース凝縮体を用いた原子波干渉計

これまでに実現されてきた原子波干渉計は、すべて熱的原子を利用していた。1995 年に気体原子のボース凝縮が実現され、ボース凝縮体 (以下 BEC) を原子波干渉計に利用しようとするのは自然な流れである。BEC は、熱的原子と比較して以下のような特徴を持っている：

空間密度が非常に高い。

すべての方向の運動量幅が 1 光子反跳運動量より小さい。

原子が空間的に局在化している。

の特徴は、利点と欠点の両方になり得る。まず利点として、干渉計の出力信号の観測が容易になることが挙げられる。空間密度の低い熱的原子線を用いた干渉計では、原子の観測に二次電子増倍管や光電子増倍管を用いなければならず、装置が複雑化するばかりか、信号からダークカウントを除去することが難しく、S/N 比を向上させるために長い積分時間を必要とする。それに対して、BEC 干渉計の場合、信号の観測は BEC の吸収イメージをとることによって容易に、瞬間的に、かつ高 S/N 比で行える。更に、位相イメージング法\*を用いれば、BEC の非破壊的な観測も可能であり、原子波干渉計の物理に新たな視点をもたらす可能性もある。特徴の欠点として、原子間相互作用の影響がある。光の干渉計の場合、光子同士は相互作用が存在しないので、熱的光子 (例えば光学フィルターを用いて単色化した白熱灯からの光子) を用いようが、レーザー光を用いようが、干渉計は同様に動作する (flux が大きい分、レーザー光の方が S/N の点で有利にはなる)。しかし原子波干渉計の場合、BEC は熱的原子線に比べ空間密度が非常に高く、原子間相互作用の影響が大きいので、干渉計が正常に動作するかどうかは自明ではない。また、例えば BEC 十分拡散させ、平均場エネルギーのほとんどが運動エネルギーされたとしても、原子間相互作用そのものを完全に消し去ることは不可能である。その意味で BEC はレーザー光と本質的に異なっており、やはり干渉計が動作するかは自明ではない。

の特徴は、特に光定在波を用いた原子波干渉計を構成する際に大きな利点となる。光定在波を用いた原子波干渉計では、原子波の光定在波方向の運動量幅が光子の反跳運動量

---

\* BEC に非共鳴なプローブ光を照射し、BEC を通過する際にプローブ光に生じた位相差を (一種の空間的ホモダイン法により) 強度変化として観測する手法[21]。これにより、光の吸収を伴わずに BEC の空間分布を非破壊に測定できる。

以下でなければ干渉計のパスを分離することはできない。熱的原子線の場合、光定在波方向の運動量幅は、原子線を平行化するスリットの幅や間隔（図 5.1(b)や図 5.2(a)を参照）を調節することにより任意に狭めることができるが、狭くすればするほど原子線の流量が減ってしまい、信号の S/N 比を劣化させてしまう。また、熱的原子線の進行方向速度には一般に 10%程度の揺らぎがあり、この揺らぎはそのまま光定在波との相互作用時間の揺らぎになり干渉計のコントラスト劣化の原因となる。これらの熱的原子線の欠点は、すべての方向の運動量幅が一光子反跳運動量より小さい BEC にとっては無縁であり、BEC 干渉計を用いれば 100%のコントラストを得られる可能性がある（熱的原子を用いた干渉計では、62%のコントラストが最高であった）。

の特徴も、の特徴と同じく光定在波を用いた原子波干渉計を構成する際に大きな利点となる。BEC のサイズは、通常どの方向にも  $100\ \mu\text{m}$  程度またはそれ以下であり、数 mm 程度の幅をもつ光定在波なら、BEC は空間的にフラットな波面と強度分布を感じる。熱的原子線の場合、原子線を平行化するためのスリットの幅は  $1\ \mu\text{m}$  程度だが、長さは原子線の流量を稼ぐため数 mm 程度にするのが普通であり、原子線は幅数  $\mu\text{m}$ 、長さ数 mm の帯状をなしている。この原子線全体を同じ位相で回折させるには、光定在波の波面と強度分布が数 mm にわたってフラットでなければならず、これを実現するのは一般に困難である。

以上のような考察のもと、本研究は、光定在波を用いた BEC 干渉計の構築を試みる。本研究で明らかにしたい問題点を要約すると、以下のようになる：

- ・光子と違い原子間相互作用の存在する BEC (原子レーザー)を用いた原子波干渉計は、光子干渉計と同様に動作するか。
- ・熱的原子線に比べ運動量幅が十分狭く、空間的に局在した BEC を用いれば、これまで原子波干渉計では得られなかった 100%のコントラストを実現できるか。

レーザーの出現が「量子光学」、「非線型光学」といった新しい研究分野を開拓したのと同様に BEC の出現が「量子原子波光学」、「非線型原子波光学」といった新たな研究分野を開拓する上で、これら二つの問題は（その答えが「yes」であれ「no」であれ）非常に重要である。次の 5.4 節では、本研究で BEC 干渉系として採用する「光定在波による原子波のブラッグ回折を利用した原子波干渉計」の動作原理を説明する。5.5 節では、5.4 節の議論を多粒子系に拡張して「BEC 干渉計の動作原理」について説明し、上記 I の問題に関係する“BEC 干渉計における原子間相互作用の影響”について議論する。そして 5.6 節では、実際に BEC 干渉系を構成した実験の詳細について紹介する。最後の 5.7 節において、本実験で得られた結果について議論し、上記 2 つの問題に対して本研究から得られた解答をまとめる。

#### 5.4 光定在波によるブラッグ回折を用いた原子波干渉計の動作原理

5.1および5.2節で紹介してきたように原子波干渉計には様々なスキームがあるが、ここでは本実験が採用する「光定在波によるブラッグ回折を利用した原子波干渉計」の動作原理について考える。光定在波によるブラッグ回折は、光定在波の軸方向における二つの運動量状態間のラビ振動と数学的に等価であり、相互作用時間に応じて回折効率が  $\sin$  関数的に変化する（付録 J）。具体的には、原子の運動量状態が最初  $|p = p_0\rangle$  であるとして、光定在波を構成する2本のレーザー光の差周波数  $\Delta\omega$  が

$$\hbar\Delta\omega = \frac{(p_0 + 2\hbar k)^2}{2m} - \frac{p_0^2}{2m} \quad (k \text{ はレーザー光の波数, } m \text{ は原子の質量}) \quad (5.1)$$

の関係を満たすとき、原子の運動量状態は  $|g\rangle \equiv |p = p_0\rangle$  と  $|e\rangle \equiv |p = p_0 + 2\hbar k\rangle$  の間を二光子ラビ周波数  $\Omega_{\text{eff}} \equiv \Omega_0^2 / 2\Delta$  ( $\Omega_0$  は共鳴ラビ周波数、 $\Delta$  は共鳴からの離調) で振動する。この現象を数学的に表現すると、以下ようになる。

光定在波によってブラッグ回折する原子の運動量状態ベクトルは一般的に

$$|\Psi(t)\rangle = C_g(t)|g\rangle + C_e(t)|e\rangle \quad (5.2)$$

と表され、 $C_g(t)$ 、 $C_e(t)$ の時間発展は以下の式に従う（付録 J、式(J.46)）：

$$\begin{pmatrix} C_g(t) \\ C_e(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} & \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} e^{i\delta_{\text{EXT}}(t)} \\ -\sin \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} e^{-i\delta_{\text{EXT}}(t)} & \cos \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_g(0) \\ C_e(0) \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

ここで、 $\delta_{\text{EXT}}(t)$  は、光定在波の位相である（付録 J、式(J.11)）。特に相互作用時間が  $\Omega_{\text{eff}} t = \pi/2$  の光定在波は **1/2パルス**と呼ばれ、最初  $|g\rangle$  または  $|e\rangle$  に存在していた原子を、以下のように  $|g\rangle$  と  $|e\rangle$  の重ね合わせ状態にする：

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2\text{パルス}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -e^{-i\delta_{\text{EXT}}(t)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2\text{パルス}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\delta_{\text{EXT}}(t)} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

つまり，  $\pi/2$  パルスは原子波のビームスプリッターとして働く．同様に，相互作用時間が  $\Omega_{\text{eff}} t = \pi$  の光定在波は **パルス**と呼ばれ，運動量状態を  $|g\rangle$  から  $|e\rangle$  に，またはその逆に変換する：

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi\text{パルス}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi\text{パルス}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

つまり，  $\pi$  パルスは原子波のミラーとして働く．このように光定在波による原子波のブラッグ回折は，原子波のミラーおよびビームスプリッターとして利用することができ，図 5.3 のように  $\pi/2$  パルス-  $\pi$  パルス-  $\pi/2$  パルスを時間的に等間隔に照射することにより原子波のマッハ・ツェンダー干渉計を容易に構成することができる．原子波の初期(入力)状態を  $|g\rangle$  とすると，最初の  $\pi/2$  パルスは状態  $|g\rangle$  と  $|e\rangle$  のコヒーレントな重ね合わせを作り，原子波を二つのパスに分離させる．次の  $\pi$  パルスは，分離した原子波の運動量状態を反転させる．そして最後の  $\pi/2$  パルスは，それぞれのパスからきた原子波を再びコヒーレントに分離する．最終的な(出力の)原子波の状態  $|\Psi_{\text{out}}\rangle$  が  $|g\rangle$  または  $|e\rangle$  に存在する確率 ( $P_g \equiv \langle g | \Psi_{\text{out}} \rangle^2$  または  $P_e \equiv \langle e | \Psi_{\text{out}} \rangle^2$ ) が，この干渉系の出力信号となる．以下に，この干渉系の動作原理を数学的に説明する．

原子波の入力(初期)状態を  $|g\rangle$  (つまり  $C_g(0) = 1, C_e(0) = 0$ ) として図 5.3 の干渉計による運動量状態の時間発展を考える．簡単のため，光定在波の位相を常にゼロ，つまり  $\delta_{\text{EXT}}(t) = 0$  とすると(この仮定は一般性を失わない)，原子波の状態ベクトルは以下のように時間発展する：

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

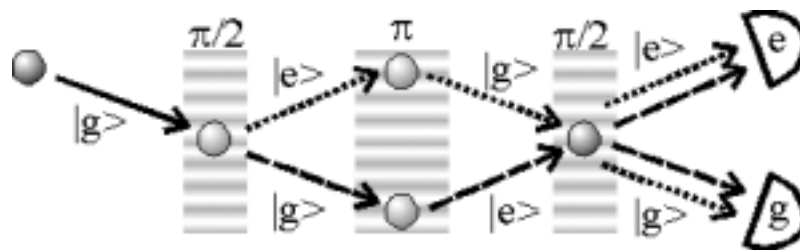


図 5.3 光定在波による原子波のブラッグ回折を用いた原子波干渉計の構成．運動量状態  $|g\rangle$  にある原子波は，最初の  $\pi/2$  パルスで運動量が  $2\hbar k$  だけ離れた状態  $|e\rangle$  へコヒーレントに分離する．次の  $\pi$  パルスは分離した原子波の運動量状態を反転させる．最後の  $\pi/2$  パルスは，2つのパスからきた原子波を再びコヒーレントに分離する．

これは、結果として2回回転したことと同じであり、出力状態は入力状態に負号をつけたものになる(これはスピン 1/2 の系と同じ性質である)。しかし出力信号(状態  $|g\rangle$  または  $|e\rangle$  の存在確率)に変化はない。

次に、パルスを加えた後に状態  $|g\rangle$  に(例えば電場や磁場を加えることによって)位相差  $\varphi$  が加えられた場合を考える。すると、パルス後の状態ベクトルの  $|g\rangle$  成分に位相因子  $e^{i\varphi}$  がつくことになり、結果として干渉系の出力状態が位相差  $\varphi$  に依存する：

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{|g\rangle\text{に位相差}\varphi} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -e^{i\varphi} \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2} -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+e^{i\varphi} \\ 1-e^{i\varphi} \end{pmatrix} . \quad (5.7)$$

このとき、干渉系の出力信号  $P_g$  および  $P_e$  は、

$$P_g = \left| -\frac{1+e^{i\varphi}}{2} \right|^2 = \cos^2 \varphi/2 = \frac{1+\cos \varphi}{2} , \quad P_e = \left| -\frac{1-e^{i\varphi}}{2} \right|^2 = \sin^2 \varphi/2 = \frac{1-\cos \varphi}{2} \quad (5.8)$$

となり、加えられた位相差  $\varphi$  の関数として変化する。干渉系とは、まさしくこの性質を利用して位相差  $\varphi$  を検出する手法である。

干渉計に位相差を与える最も簡単な方法は、干渉計のパスの長さを変化させることである。これを行うには、光のマッハ・ツェンダー干渉計ならば光を合成するビームスプリッターの位置を図 5.4 (a)のように動かせばよい。原子波のマッハ・ツェンダー干渉計の場合も同様であり、図 5.4 (b)のように最後の  $\pi/2$  パルスに位相  $\delta_{\text{EXT}}(t) = \delta$  を与えて(他のパルスは  $\delta_{\text{EXT}}(t) = 0$  とする)原子波を合成する光定在波の位置をシフトさせれば干渉計に位相差を与えることができる：

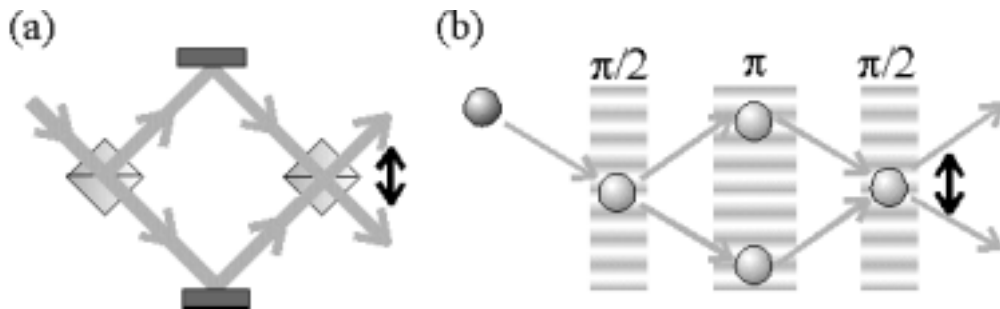


図 5.4 (a) 光のマッハ・ツェンダー干渉計。光を合成するビームスプリッターの位置を変えることにより、干渉計に位相差を与えることができる。(b) 光定在波を用いた原子波のマッハ・ツェンダー干渉計。最後の  $\pi/2$  パルスの位相、つまり光定在波の位置を変えることにより、干渉計に位相差を与えることができる。

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix} \xrightarrow{\pi/2(\text{位相}\delta)} -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+e^{i\delta} \\ 1-e^{-i\delta} \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

このときの出力信号  $P_g$  および  $P_e$  は,

$$P_g = \left| -\frac{1+e^{i\delta}}{2} \right|^2 = \cos^2 \delta/2 = \frac{1+\cos \delta}{2}, \quad P_e = \left| -\frac{1-e^{-i\delta}}{2} \right|^2 = \sin^2 \delta/2 = \frac{1-\cos \delta}{2} \quad (5.10)$$

となり, 原子波の方に位相差を与えた場合の式 (5.8) と全く同じ形となる. つまり, 最後の  $\pi/2$  パルスの位相  $\delta$  がそのまま干渉計の位相差になる. 実際, 5.6 節で紹介する BEC 干渉計の実験では, この方式で位相差を与えている. 以下の議論では干渉計の位相差を表す記号として  $\varphi$  を用いるが, これを最後の  $\pi/2$  パルスの位相とみなしても議論は成立する.

### 5.5 BEC 干渉計の動作原理

前節で展開した原子波干渉計の動作原理は, 基本的に式 (5.2) の一粒子状態に関するものであった. BEC のような多粒子状態を扱うにあたり, この節では時間発展演算子を用いて干渉計の動作を考えることにする.

最初に, 熱的原子線のように原子が一つずつ干渉計を通過する状況を考える. 個々の原子の一粒子ハミルトニアンを  $\hat{h}(t)$  とする. 原子は時刻  $t=0$  に一粒子状態  $|g\rangle$  にあり, その後干渉計に入射して光定在波と相互作用し, 時刻  $t=T$  は原子が干渉計を通過した後の時刻とする. 時刻  $t=T$  における原子の状態, つまり出力状態は, 初期状態  $|g\rangle$  に時間発展演算子  $\hat{u}(T,0)$  を作用させることによって得られる:

$$\hat{u}(T,0) |g\rangle = t |g\rangle + r |e\rangle. \quad (5.11)$$

ここで,  $t$  と  $r$  は干渉計の位相差  $\varphi$  の関数で

$$t = -\frac{1+e^{i\varphi}}{2}, \quad r = -\frac{1-e^{-i\varphi}}{2} \quad (5.12)$$

を満たす. 式 (5.11) は, 干渉計の動作を表す式 (5.9) を状態ケットと時間発展演算子を用いて表現し直したものと言ってよい. 時間発展演算子  $\hat{u}(t,0)$  そのものの時間発展は, シュ



レーディンガー方程式  $\hat{h}(t)\hat{u}(t,0) = i\hbar\partial\hat{u}(t,0)/\partial t$  に従い, その形式解は

$$\hat{u}(T,0) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_0^T dt' \hat{h}(t')\right] \quad (5.13)$$

で与えられる\* .

さて, 次に  $N$  個の原子が一粒子状態  $|g\rangle$  に落ち込んでいる BEC をこの干渉計に入射させたときに何が起こるかを考える. BEC の入力状態  $|\Psi_{\text{in}}\rangle_N$  は, 個々の一粒子状態  $|g\rangle_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) の直積で表現される:

$$|\Psi_{\text{in}}\rangle_N = \prod_{i=1}^N |g\rangle_i \quad (5.14)$$

この  $N$  原子系のハミルトニアン  $\hat{H}$  は, 原子間相互作用がなければ, 各原子のハミルトニアン  $\hat{h}_i(t)$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) の単なる和である:

$$\hat{H}(t) = \sum_{i=1}^N \hat{h}_i(t) \quad (5.15)$$

時間発展演算子  $\hat{U}(T,0)$  は, シュレーディンガー方程式  $\hat{H}(t)\hat{U}(t,0) = i\hbar\partial\hat{U}(t,0)/\partial t$  より

$$\hat{U}(T,0) \equiv \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_0^T dt' \hat{H}(t')\right] \quad (5.16)$$

と表され, これを  $|\Psi_{\text{in}}\rangle_N$  にかけることにより出力の状態  $|\Psi_{\text{out}}\rangle_N$  が求まる:

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{out}}\rangle_N &= \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_0^T dt' \hat{H}(t')\right] \cdot |\Psi_{\text{in}}\rangle_N = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_0^T dt' \sum_{i=1}^N \hat{h}_i(t')\right] \prod_{i=1}^N |g\rangle_i \\ &= \prod_{i=1}^N \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_0^T dt' \hat{h}_i(t')\right] \cdot \prod_{i=1}^N |g\rangle_i = \prod_{i=1}^N \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int_0^T dt' \hat{h}_i(t')\right] |g\rangle_i \quad (5.17) \end{aligned}$$

上式の最右辺は, 個々の原子の初期状態  $|g\rangle_i$  に, その原子のハミルトニアン  $\hat{h}_i(t)$  に対応

\* この表現は, 異なる時刻のハミルトニアンが交換するときのみ成り立つ. 今の場合, 原子に加えられる摂動は偏光状態が時間的に一定のレーザー光による電気双極子相互作用のみであり, 例えレーザー光の強度が時間的に変動しても, 異なる時刻のハミルトニアンは交換する.

する時間発展演算子  $\hat{u}_i(T,0)$  がかかっており、個々の原子が独立に（他の原子の影響を全く受けず）時間発展することを示している。個々の原子の時間発展は式 (5.11) に従うので、 $|\Psi_{\text{out}}\rangle_N$  は最終的に

$$|\Psi_{\text{out}}\rangle_N = \prod_{i=1}^N (t|g\rangle_i + r|e\rangle_i) = \sum_{n=0}^N C_N^{1/2} t^n r^{N-n} |n, N-n\rangle \quad (5.18)$$

と表すことができる。ここで  $|n_g, n_e\rangle$  は状態  $|g\rangle$  に  $n_g$  個、状態  $|e\rangle$  に  $n_e$  個の原子が存在している二重フォック状態 (dual Fock state) を表す。 $\hat{a}_\mu^\dagger, \hat{a}_\mu$  ( $\mu = g, e$ ) を  $|n_g, n_e\rangle$  の生成、消滅演算子とする (付録 C, 式 (C.8) ~ (C.13) 参照)。状態  $|\Psi_{\text{out}}\rangle_N$  について状態  $|g\rangle$  に関する粒子数演算子  $\hat{n}_g \equiv \hat{a}_g^\dagger \hat{a}_g$  の期待値  $\langle n_g \rangle$  を計算すると、

$$\begin{aligned} \langle n_g \rangle = {}_N \langle \Psi_{\text{out}} | \hat{n}_g | \Psi_{\text{out}} \rangle_N &= \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^N C_N^{1/2} C_N^{1/2} t^m r^{*N-m} t^n r^{N-n} \langle m, N-n | \hat{n}_g | n, N-n \rangle \\ &= \sum_{n=0}^N C_N (|t|^2)^n (|r|^2)^{N-n} \cdot n \end{aligned} \quad (5.19)$$

式 (5.12) より  $|r|^2 = 1 - |t|^2$  なので、上式はまさしく二項分布の期待値の計算であり\*、

$$\langle n_g \rangle = N |t|^2 = N \frac{1 + \cos \varphi}{2} \quad (5.20)$$

となる。同様に、状態  $|e\rangle$  に関する粒子数演算子  $\hat{n}_e \equiv \hat{a}_e^\dagger \hat{a}_e$  の期待値を計算すると、

$$\langle n_e \rangle = N |r|^2 = N \frac{1 - \cos \varphi}{2} \quad (5.21)$$

となる。これらが BEC 干渉計の出力信号であり、一粒子状態から出発して求めた場合の出力信号の式 (5.10) を単に  $N$  倍したものになっている。その意味で、BEC 干渉計は原子間相互作用がなければ熱的原子干渉計と全く同様に動作することがわかる。

\* 二項分布  $f(n) = C_N p^n q^{N-n}$  (ただし  $q = 1 - p$ ) の一般的性質:

積率母関数  $M_n(\theta) = \sum_{n=0}^N C_N e^{\theta n} p^n q^{N-n} = (pe^\theta + q)^N$  より 1 次の母積率 (平均値  $\bar{n}$ ) は  $\bar{n} \equiv \sum_{n=0}^N n f(n) = \partial M_n(\theta) / \partial \theta |_{\theta=0} = Np$  . 2 次の母積率は  $\sum_{n=0}^N n^2 f(n) = \partial^2 M_n(\theta) / \partial \theta^2 |_{\theta=0} = Np\{(N-1)p+1\}$  . よって分散は  $\sigma^2 = \sum_{n=0}^N (n - \bar{n})^2 f(n) = \sum_{n=0}^N n^2 f(n) - \bar{n}^2 = Npq$  .

次に、原子間相互作用のない BEC 干渉計の位相感度について考える。そのため、まず出力状態が持つ粒子数の揺らぎを考える。状態  $|g\rangle$  に存在する粒子数の分散  $\langle (\Delta n_g)^2 \rangle$  を、出力状態  $|\Psi_{\text{out}}\rangle_N$  について計算すると、

$$\begin{aligned} \langle (\Delta n_g)^2 \rangle &= {}_N \langle \Psi_{\text{out}} | \hat{n}_g^2 | \Psi_{\text{out}} \rangle_N - \left( {}_N \langle \Psi_{\text{out}} | \hat{n}_g | \Psi_{\text{out}} \rangle_N \right)^2 \\ &= \sum_{n=0}^N {}_N C_n (|t|^2)^n (|r|^2)^{N-n} \cdot n^2 - \left( \sum_{n=0}^N {}_N C_n (|t|^2)^n (|r|^2)^{N-n} \cdot n \right)^2 \end{aligned} \quad (5.22)$$

となり、これはまさしく二項分布の分散の計算であるので（前項脚注参照）、

$$\langle (\Delta n_g)^2 \rangle = N |t|^2 |r|^2 = |r|^2 \langle n_g \rangle = \frac{N}{4} \sin^2 \varphi \quad (5.23)$$

となる。同様の結果は、状態  $|e\rangle$  についても得られる。このように BEC 干渉計の出力粒子数  $n$  は、 $\langle \Delta n \rangle = \sqrt{\langle (\Delta n)^2 \rangle} = \alpha \sqrt{\langle n \rangle}$  ( $0 \leq \alpha \leq 1$ ) という揺らぎを持つ。一方、コヒーレント状態にあるレーザー光、もしくは熱的原子線を用いた干渉計の出力粒子数揺らぎは、常に  $\langle \Delta n \rangle = \sqrt{\langle n \rangle}$  (ショット雑音レベル) である（付録 K）。つまり BEC 干渉計は、レーザー光もしくは熱的原子を用いた干渉計より（干渉計の位相を適当に選べば）出力の揺らぎを小さくすることができる。

干渉計が検出できる位相の検出限界  $\Delta\varphi$  は、干渉計の出力の揺らぎ  $\langle \Delta n \rangle$  と以下の関係がある：

$$\Delta\varphi = \left| \frac{\partial\varphi}{\partial \langle n \rangle} \right| \langle \Delta n \rangle = \left| \frac{\partial \langle n \rangle}{\partial\varphi} \right|^{-1} \langle \Delta n \rangle \quad (5.24)$$

BEC 干渉計の場合、式 (5.20), (5.23) より  $\Delta\varphi$  を具体的に計算すると、

$$\Delta\varphi = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (5.25)$$

となる。一方、コヒーレント状態  $|\alpha\rangle$  にあるレーザー光を用いた干渉計の場合、入力光子数の平均値を  $|\alpha|^2 = N$  と表すなら、 $\Delta\varphi$  は

$$\Delta\varphi = \frac{1}{\sqrt{N} \sin(\varphi/2)} \geq \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (5.26)$$

となる (付録 K). このように, どちらの場合も位相検出限界はショット雑音限界 ( $\Delta\varphi = 1/\sqrt{N}$ ) 以下にはならない\*. 本実験で用いる BEC の原子数は,  $N \approx 10^6$  であり, これによる原理的な位相検出限界は  $\Delta\varphi \approx 10^{-3}$  となる.

これまでの議論は, すべて原子間相互作用を無視していたが, 原子間相互作用が無視できない場合の BEC 干渉計はどう動作するのだろうか. 任意の 2 原子間に相互作用ポテンシャル  $U(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$  が働いているとすると, BEC のハミルトニアンは

$$\hat{H}(t) = \sum_{i=1}^N \hat{h}_i(t) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N U(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (5.27)$$

と表される. このハミルトニアンによる BEC の時間発展は, 一般に解析的に解くことはできない. そこで用いられる手法は, 相互作用ポテンシャルを  $U(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = U_0 \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$  とデルタ関数 (hard sphere potential) で近似し, BEC の波動関数を  $\Phi(\mathbf{r}, t) \equiv \langle \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) \rangle$  ( $\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t)$  は場の演算子) と定義する. そして  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  の時間発展を記述する次のグロス・ピタエフスキー方程式 (付録 C 参照) を議論の出発点とする:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, t) = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) + U_0 |\Phi(\mathbf{r}, t)|^2 \right] \Phi(\mathbf{r}, t). \quad (5.28)$$

$V(\mathbf{r})$  は原子が感じるポテンシャルで, トラップから開放された BEC の場合,  $V(\mathbf{r})$  は光定在波との相互作用による実効的ポテンシャル (光シフト) のみである (付録 J, 式 (J.27)):

$$V(\mathbf{r}) = \frac{\hbar \Omega^2(\mathbf{r})}{4\Delta} \quad (5.29)$$

ただし

$$\Omega(\mathbf{r}) \equiv \Omega_0 \cos[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta_{\text{EXT}}(t)/2]. \quad (5.30)$$

\* 光の干渉計の場合, 入力にスクイズド状態の光を用いることにより, 位相検出限界をショット雑音限界以下に下げることが可能である[99]. BEC 干渉計についても, ショット雑音限界を超える位相感度を持つ干渉計のスキームが提案されている[100].

ここで  $k$  はレーザー光の波数ベクトル,  $\Delta$  はレーザー光の共鳴からの離調,  $\Omega_0$  は共鳴ラビ周波数である. 式 (5.28) に基づく BEC 波動関数の時間発展は文献[101]で詳しく調べられており, 特に原子間相互作用が大きいときは, 原子の存在確率が二つの状態(今の場合  $|g\rangle$  と  $|e\rangle$ ) にまたがることはない(どちらかにしか存在できない), つまり光定在波は原子波の(ミラーにはなり得るが)ビームスプリッターにはなり得ないことが予想されている. このような現象自体, 非常に興味あるものだが, 次節で説明するように, 本実験では磁気トラップから開放後 5ms の密度を低くした BEC に最初の  $\pi/2$  パルスを照射し干渉計を構成する.

### 5.6 実験~光定在波を用いた BEC マッハ・ツェンダー干渉計の構築

BEC マッハ・ツェンダー干渉計を構築する第一ステップは, 光定在波による原子波のブラッグ回折を用いて BEC のミラーおよびビームスプリッターを実現することである. 図 5.5 (a) に BEC のブラッグ回折実験の配置図を示す. BEC を磁気トラップから開放し, 5ms の自由落下後(4.5節で議論したように, この間に凝縮体の原子間相互作用エネルギーの 96% が運動エネルギーに変換される), 周波数差  $\Delta\omega$  を持つ対向するレーザーパルス(以下ブラッグパルスと呼ぶ)を磁気トラップの対称軸(長軸)方向に照射する\*.  $\Delta\omega$  は, 式

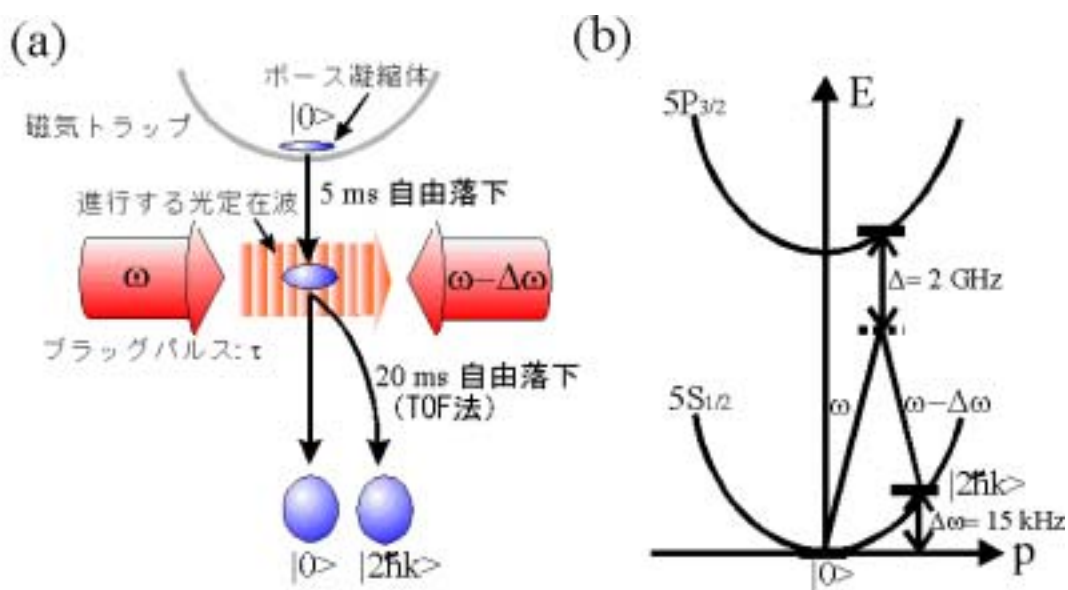


図 5.5 (a) ボース凝縮体のブラッグ回折の実験配置図. 凝縮体の平均場エネルギーが運動エネルギーに変換された後に, 周波数が 15kHz 違う対向するレーザーパルスを照射する (b)二光子誘導ラマン遷移によるブラッグ回折現象の解釈. ボース凝縮体は 2 つの運動量状態  $|p=0\rangle$  と  $|p=2\hbar k\rangle$  の間を 2 光子ラビ周波数  $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_1\Omega_2 / 2\Delta$  で振動する.

\*磁気トラップから解放した直後(1ms 以内)の密度の高い BEC にブラッグパルスを照射すると, BEC によってプローブ光が屈折し, 光定在波の強度が BEC 内で不均一になる. このため, 本実験では, 磁気トラップから解放後 5 ms の BEC にブラッグパルスを照射した.

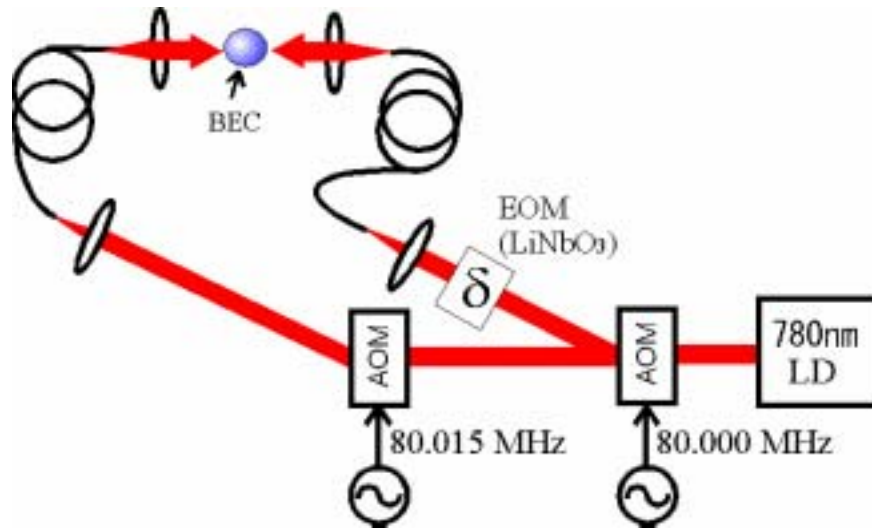


図 5.6 ブラッグパルスのための光学系．一本のレーザー光を，ドライブ周波数が 15 kHz だけ違う 2 個の AOM で分配し，対向する 2 本のブラッグ光を用意する．片方のブラッグ光は，ボース凝縮体の干渉計の位相を変えるため，EOM に通される．

(5.1) に BEC の初期運動量  $p_0 = 0$  を代入することにより求められ， $^{87}\text{Rb}$  の場合  $\Delta\omega = 2\hbar k^2 / m = 2 \times 15[\text{kHz}]$  である．このブラッグパルスは進行する光定在波を形成し，このとき BEC の運動量状態は図 5.5 (b) のように  $|p = 0\rangle$  と  $|p = 2\hbar k\rangle$  の間を二準位系のように 2 光子ラビ周波数  $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_1\Omega_2 / 2\Delta$  ( $\Omega_1, \Omega_2$  は各レーザーの共鳴ラビ周波数， $\Delta$  は共鳴周波数からの離調) で振動する．実験では， $\Delta = 2 \text{ GHz}$ ， $\Omega_1, \Omega_2 \sim 5 \text{ MHz}$ ， $\Omega_{\text{eff}} = 6 \text{ kHz}$  の値を選んだ．実際の BEC は，ブラッグパルスの照射方向に約  $0.1 \hbar k$  の運動量幅を持っており (4.5 節参照)，これは約 1.5 kHz の周波数幅に相当する\*．一方，緩和のないラビ振動の共鳴幅は，実効的ラビ周波数  $\Omega_{\text{eff}} = 6 \text{ kHz}$  程度であるので (付録 J，式 (J.45))，ボース凝縮体全体が共鳴的に (離調ゼロで) ラビ振動すると考えてよい．

図 5.6 は，ブラッグパルスをボース凝縮体に照射するための光学系である．一本のレーザー光 (SDL TC-40: 500mW, 780nm) を，ドライブ周波数が 15 kHz だけ違う 2 個の AOM で分配し，対向する一対のブラッグ光を用意する．片方のブラッグ光は，EOM (Electro-Optic Modulator) に通す (これは後に説明するように，ボース凝縮体のマッハ・ツェンダー干渉計の位相を変えるのに必要になる)．レーザー光は 1MHz 程度の周波数揺らぎ (約 50m のコヒーレンス長) を持っているが，2 本のブラッグ光は同じレーザー光から分配されているので，周波数差 15 kHz は保持され，定在波は (ミラーの振動がなければ) 一定速度で進行する．

\* BEC の初期運動量が  $p = 0$  から  $\delta p$  だけずれている場合，実効的な離調は  $\delta_{\text{eff}} = 2k\delta p / m$  (付録 J，式 (J.39)) で与えられる．この関係式は，エネルギー保存則  $p^2 / 2m = \hbar\Delta\omega$  の微分形式  $p\delta p / m = \hbar\delta(\Delta\omega) \equiv \hbar\delta_{\text{eff}}$  に  $p = 2\hbar k$  を代入することによっても得られる．

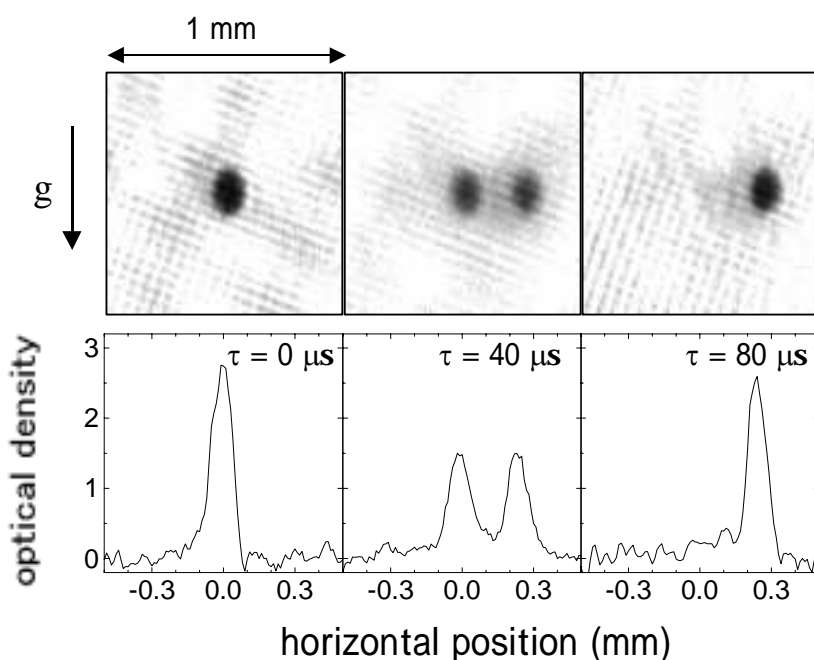


図 5.7 プラッグパルスの照射時間が 0, 40, 80  $\mu\text{s}$  のときの、ボース凝縮体の吸収イメージング画像と、その光学密度の断面図．パルス照射後の TOF 時間は 20ms．各画像において、中心と右側の斑点がそれぞれ  $|p=0\rangle$  と  $|p=2\hbar k\rangle$  の凝縮体に対応している．

図 5.7 は、プラッグパルスの照射時間が 0, 40, 80  $\mu\text{s}$  のときの、ボース凝縮体の吸収イメージング画像（パルス照射後の TOF 時間は 20ms）である．各画像において、中心と右側の斑点がそれぞれ  $|0\rangle$  と  $|2\hbar k\rangle$  の凝縮体に対応している． $\tau=40\mu\text{s}$  ( $80\mu\text{s}$ ) のとき、回折の効率は 50% (100%) となった．また、観測された振動の周期 160  $\mu\text{s}$  は、確かに実効的ラビ周波数 6kHz の逆数程度であった．この実験により、パルス幅が 40 $\mu\text{s}$  (80 $\mu\text{s}$ ) のプラッグパルスが、凝縮体にとって  $\pi/2$  ( $\pi$ ) パルスとして働くことが確認された．

このプラッグパルスを用いてボース凝縮体のマッハ・ツェンダー干渉計を構成するためのタイミングチャートを図 5.8 に示す．最初の  $\pi/2$  パルスで 50% の凝縮体を  $|2\hbar k\rangle$  へコヒーレントに分配し、凝縮体を分離させる．それから時間  $T$  の後に パルスを照射し、分離した凝縮体の運動量状態を反転させる．再び同じ時間  $T$  の後に（分離していた凝縮体が空間的にオーバーラップしたときに）最後の  $\pi/2$  パルスを照射する．この  $\pi/2$  パルスは、それぞれの経路から来た凝縮体を  $|0\rangle$  と  $|2\hbar k\rangle$  に再びコヒーレントに分配する．この干渉計の出力信号である  $|0\rangle$  と  $|2\hbar k\rangle$  の存在確率は、それぞれの経路を通ってきた凝縮体の位相差によって決定されるが、本実験では図 5.6 にあるように最後の  $\pi/2$  パルスの位相を EOM で変えることにより、この位相差をコントロールした．干渉計のフリンジを観測するため、本実験では最後の  $\pi/2$  パルスの位相を 0 から  $3\pi$  まで変えて、図 5.7 のようなボース凝縮体の吸収イメージング画像を撮影し、出力信号（ $|2\hbar k\rangle$  の存在確率）の変化を観測した．

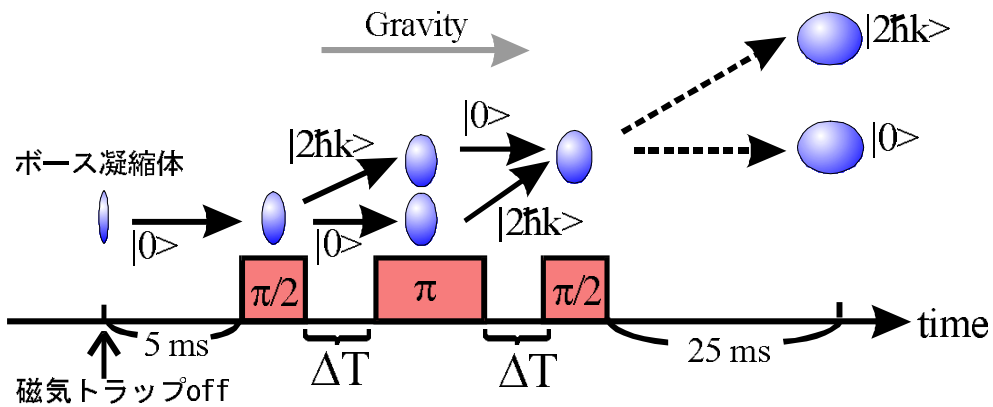


図 5.8 ボース凝縮体のマッハ・ツェンダー干渉計を構成するためのブラッグパルスのタイミングチャート. 出力である  $|0\rangle$  と  $|2\hbar k\rangle$  の存在確率の比は, 最後の  $\pi/2$  パルスの位相で決まる.

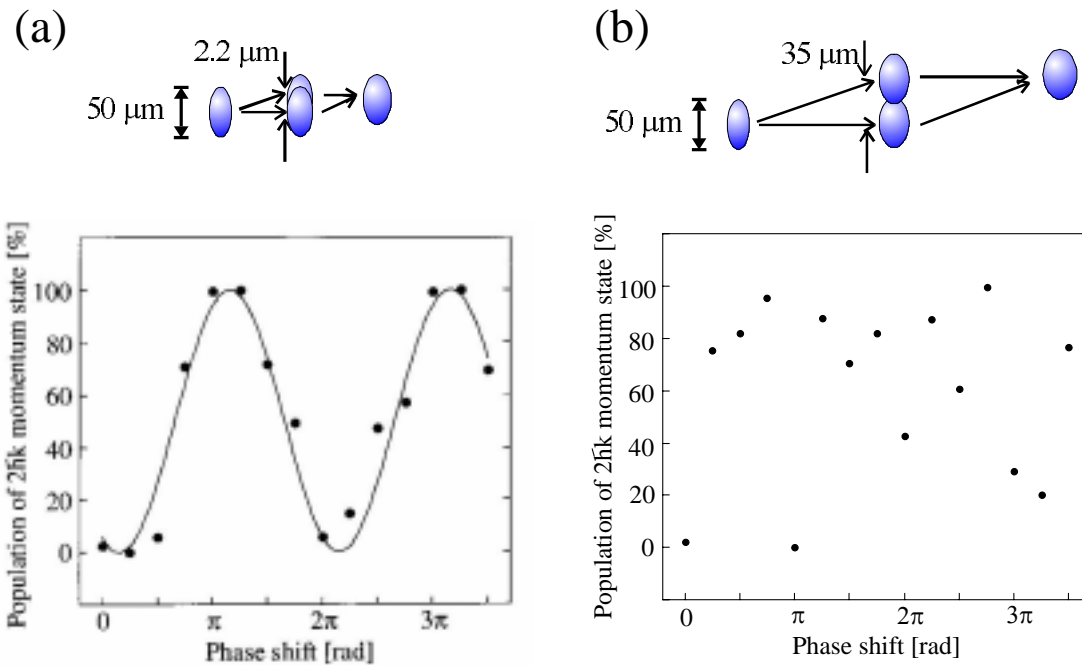


図 5.9 観測されたボース凝縮体の干渉計のフリンジパターン. (a)は,  $T=190\mu s$  のとき. ほぼ 100%のコントラストが得られたが, このときのパスの分離  $2.2\mu m$  は, ボース凝縮体のサイズ ( $\sim 50\mu m$ ) よりかなり小さい. (b)は  $T=3ms$  のとき. パスの分離は  $35\mu m$ .

### 5.7 実験結果と考察

図 5.9(a)は, 最後の  $\pi/2$  パルスの位相を変えた時の, 干渉計の出力信号の 1 つである  $|2\hbar k\rangle$  状態の存在割合の変化を示したグラフである. BEC の十分狭い運動量幅を反映して, ほぼ 100%のコントラストを持つ干渉フリンジが観測された. フリンジパターンが 0.1 ほど右にずれているのは, ブラッグパルスが鉛直方向に対して完全に直交しておらず, BEC



が落下することによって実効的に光定在波の位相がずれるためだと思われる．図 5.9 (a) はパルス間隔  $T = 190 \mu\text{s}$  のときのフリンジパターンで，このときの BEC の分離は  $2.2 \mu\text{m}$  である．凝縮体のサイズは約  $50 \mu\text{m}$  なので，この場合それぞれのパスの BEC は空間的にほとんど分離されていない．空間的に完全に分離するには，パルス間隔  $T$  を  $5\text{ms}$  以上にしなくてはならない．しかし，実際に  $T = 3 \text{ms}$  で実験したところ，図 5.9 (b) のように全くランダムなパターンしか得られなかった．この原因として a) ショットノイズと平均場エネルギー，b) 不均一磁場，c) 光学系の振動，の 3 つについて考察する．

a) ショットノイズと平均場エネルギー

平均場エネルギー  $E_{\text{int}}$  が運動エネルギー  $E_{\text{kin}}$  に比べて十分大きいとするトーマス・フェルミ近似（この近似が本実験で観測された BEC の諸特性をよく説明できることは第四章で確認している）では，磁気トラップから開放された BEC の化学ポテンシャル  $\mu$  は付録 E，式 (E.23), (E.25) より

$$\mu = \frac{2E_{\text{int}}}{N} = \frac{U_0 \int |\Phi(\mathbf{r})|^4 d\mathbf{r}}{N} = U_0 \frac{\int n(\mathbf{r})^2 d\mathbf{r}}{\int n(\mathbf{r}) d\mathbf{r}} \quad (5.31)$$

で与えられる．ここで， $U_0$  は付録 D，式 (D.42) で定義される原子間相互作用の大きさを表すパラメータ， $\Phi(\mathbf{r})$  は BEC の波動関数， $n(\mathbf{r}) \equiv \int |\Phi(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$  は密度分布， $N$  は原子数である．ところで， $N$  個の原子を含むボース凝縮体を  $\pi/2$  パルスにより 2 つの運動量状態間に分離する際，図 5.10(a) のように  $\Delta N = \sqrt{N}/2$  程度の原子数揺らぎ（ショットノイズ）が生ずる（付録 K 参照）．この原子数揺らぎは，分離した BEC の密度を揺らがせ，式 (5.31) より明らかなように平均場エネルギー（化学ポテンシャル）の揺らぎになる．グロス・ピ

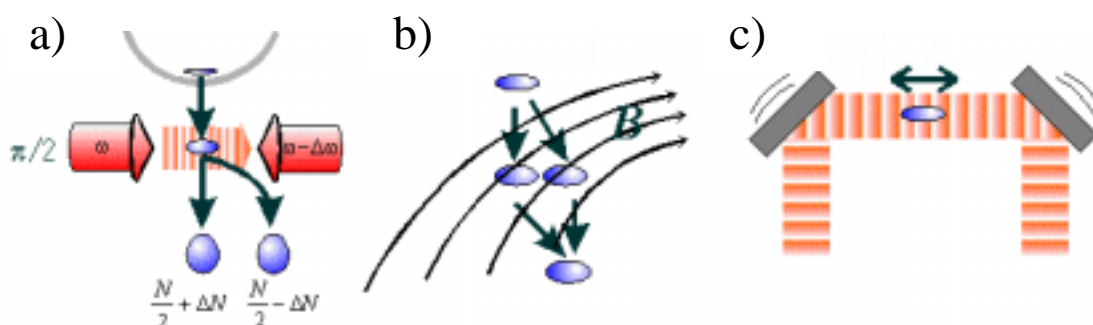


図 5.10 干渉計のフリンジパターンの乱れる原因として考えられるもの．(a) BEC を分割する際のショットノイズ．これは，そのまま平均場エネルギーの揺らぎにつながる．(b) 不均一磁場．これが存在すると，干渉計の異なるパスを通過してきた BEC は，それぞれ異なるゼーマンシフトを受ける．(c) プラッグパルス光を反射させるミラーの振動．これは BEC が感じる光定在波の位相を揺らがせる．

タエフスキー方程式によると, BEC の波動関数の位相回転は (外部磁場がなければ) 化学ポテンシャル  $\mu$  により決まるので (付録 E, 式(E.7)), ショットノイズによる化学ポテンシャルの揺らぎは, 凝縮体間の相対位相を揺らがせる原因となり得る. 本実験で生成された原子数約  $5 \times 10^5$  個の BEC の化学ポテンシャルは, 4.3 節で計算したように磁気トラップ中で約 78 nK, これによる位相回転周波数は約 1.6 kHz である. 干渉計の実験には, 磁気トラップから開放後 5ms 待ち, 平均場エネルギーの 96% が運動エネルギーに変換された BEC を用いているので, 平均場エネルギーによる位相回転周波数は ( $\pi/2$  パルスで分離される前から既に) 1.6kHz よりはるかに小さいはずである. よって, 2つのパスを通る凝縮体の相対位相差は, 少なくとも 1ms より十分長い時間維持されるはずであり, 今回の実験では原子間相互作用の影響はないと思われる.

#### 不均一磁場の影響

磁場  $B$  が存在するとき, 磁気モーメント  $g\mu_B$  ( $g$  は  $g$ -因子,  $\mu_B = 1.4[\text{MHz/G}]$  はボーア磁子) を持つ粒子は, ゼーマンエネルギー  $E = -g\mu_B B$  を持つ. 本実験で用いた BEC ( $^{87}\text{Rb} : 5S_{1/2} | F=1, m_F = -1 \rangle$ ) の  $g$ -因子は 0.5 であり,  $B = 1[\text{G}]$  のときのゼーマンエネルギーは周波数にして 0.7MHz である. もし, 図 5.10 (b) のように干渉計を構成する領域に不均一磁場が存在していたとすると, 最初の  $\pi/2$  パルスで分離した 2 つの BEC は, それぞれのパスにおいて異なるゼーマンシフトを受け, 2 つの BEC 間の相対位相差を変化させる原因となる. 例えば, 2 つのパスで磁場の大きさが 1mG 違う場合, 相対位相差は 1ms で 2 以上変化する. 図 5.9 (b) のフリンジの乱れをこの不均一磁場によって説明しようとする, パスの分離  $35 \mu\text{m}$ , 分離している時間 6ms より, 不均一磁場の勾配が 0.1G/cm 程度の振幅で時間的に常に変動していなくてはならないことになる. 一般に偏光冷却が正常に働くためには, 残留磁場を 0.1G 以下に抑える必要があり, 実際に本実験で偏光冷却がうまく機能している以上, ガラスセル内に 0.1G 以上の磁場が存在していることは考えにくく, よって 0.1G/cm という磁場勾配もまたガラスセル内に存在し得ない. よって, 今回の実験では不均一磁場の影響はないものと思われる.

#### 光学系の振動

付録 J.1 で議論してあるように, 光定在波を構成するレーザー光を反射させるミラーの位置変化は, そのまま光定在波の位相変化に繋がる. 本実験で用いた光定在波の位相をホモダイン法でリアルタイムに測定してみたところ, 1ms 程度の時定数で揺らぐのが観測された. よって, パルス間隔  $\Delta T = 3\text{ms}$  でフリンジが乱れた原因は, ブラッグパルス用のミラーの振動であると思われる. このブラッグパルス用のミラーの振動は, 同じ除振台に乗っているクローバリーフコイルが磁気トラップ off の時に機械的に振動することが原因とと思われる. このミラーの振動を何らかのフィードバックシステムを用いて補償して光定在波の位相揺らぎを押さえることができれば, 干渉計の 2 つのパスを空間的に完全に分離した状況で 100% のフリンジコントラストを得ることができるはずである.

最後に、5.3節で設定した問題点 I, について、本実験の結果から得られた解答をまとめると、以下ようになる。

. 光子と違い、原子間相互作用の存在する BEC(原子レーザー)を用いた原子波干渉計は、光子干渉計と同様に動作するか。

答えは「yes」である。ただし本実験では技術的な理由により初期の原子間相互作用エネルギーの96%が運動エネルギーに変換された凝縮体を用いてこれを確認した。

. 熱的原子線に比べ運動量幅が十分狭く、空間的に局在した BEC を用いれば、これまで原子波干渉計では得られなかった100%のコントラストを実現できるか。

答えは「yes」である。しかし、技術的な問題として、光定在波を構成する光学系の振動を抑えなければ安定した干渉計を構成できない。

