

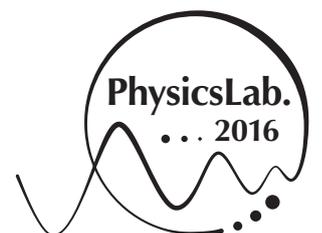
PhysicsLab. 2016

## BEC 班 詳細解説

光で迫る極低温

メンバー

石黒雄人、岡本史也、笹晋也、野澤優治、萩原大佑、日詰湧真、藤本悠輝、細井將史、  
小野清志郎、川合暁、桑潤哉、垂水勇太、村井開、米山瑛仁



# はじめに

BEC 班は、その名の通り BEC(Bose-Einstein Condensation) に関連した内容で、東京大学の学園祭である五月祭での企画「Phys.Lab. 2016」の一環として活動をしてきました。五月祭当日にもポスターを用いた発表を行う予定ですが、この詳細解説では、そこでは触れきれない BEC 班の活動内容や理論的な基礎事項について、詳しい説明をします。

第 1 章では、BEC の歴史やその概要について説明します。BEC という現象の性質や魅力を知ることができると思います。第 2 章では、実際に BEC を実現する上で重要となる実験手法について説明します。光を用いた冷却法である「レーザー冷却」と、そこに磁場を加えて捕捉もできるようにした「磁気光学トラップ」を扱います。第 3 章では、BEC 班が行った実験について説明します。BEC 班では、ルビジウムの気体の磁気光学トラップを目指しました。付録では、BEC の実現へ至るまでの方法を簡単に紹介しています。

五月祭の発表前に早く BEC を知りたい方や発表を聞いて興味を持ちもっと知りたくなった方など、様々な方にぜひこの詳細解説を参考にしていただければ幸いです。

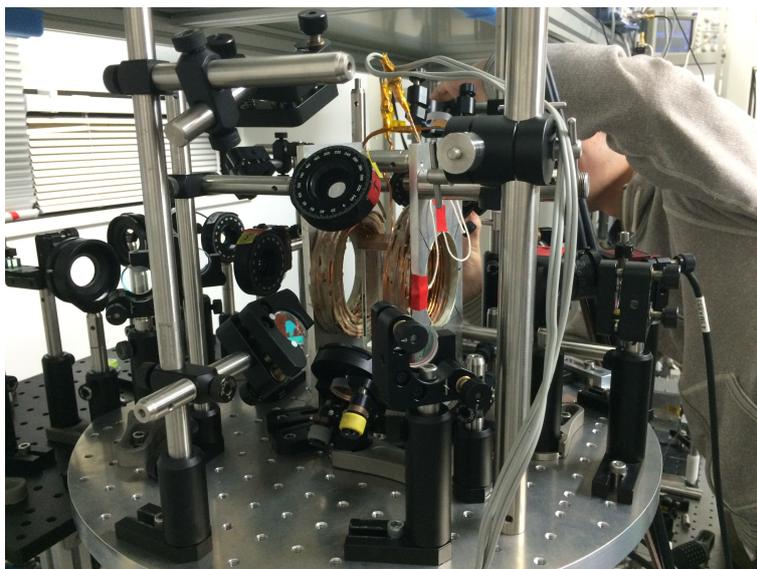


図 1 実験の様子。

# 目次

はじめに	i
第 1 章 BEC とは？	1
1.1 BEC の歴史	1
1.2 BEC の概要	1
第 2 章 レーザー冷却と MOT	3
2.1 レーザー冷却	3
2.2 MOT	5
第 3 章 実験	7
3.1 実験のセットアップ	7
3.2 結果	8
付録 BEC への道のり	9
謝辞	10
参考文献	11

# 第 1 章

## BEC とは？

### 1.1 BEC の歴史

BEC とはボーズ・アインシュタイン凝縮 (Bose-Einstein Condensation) の略で、その名前にアインシュタインとあることから想像されるように、その始まりは 20 世紀はじめにさかのぼります。1924 年、当時相対論や光量子仮説などで世界的に有名になっていたアインシュタインのもとに、1 つの論文が送られてきました。その送り主は、インドの物理学者ボース。その論文の重要性を見抜き、そこから着想を得たアインシュタインはその後、粒子の集団はある温度以下でそのほとんどが 1 つの状態に集まってしまう、という結論に至りました<sup>1)</sup>。しかし、この予言は普段の感覚からは想像もできないもので、現実には起こらないだろうとしばらくの間思われていました。

そんな中、科学の世界では不思議な現象がたくさん発見されていました。特に、非常に低い温度で起きる「超流動」や「超伝導」といった現象は、普段の感覚からはかけ離れた現象で、その物理的な説明が求められていました。そして、1938 年にロンドンでは、超流動がヘリウム原子の BEC であると説明しました。さらに 1957 年にバーディーン、クーパー、シュリーファーによって提唱された BCS 理論の中で、超伝導は対をなした電子が BEC を起こしたものだとして説明されました。このように BEC に起因する現象が出てきたことで、BEC そのものの存在は確実なものとなりました。

しかし、アインシュタインが考えていた気体での BEC はまだ確認されていませんでした。また、超伝導や超流動は相互作用が強く扱いが難しいものでした。そのため、相互作用の小さい希薄な原子気体での BEC の実現を目指して研究が進められました。その中でレーザー冷却や蒸発冷却といった画期的な冷却技術が発明され、ついに 1995 年に Na 原子気体による BEC が実験的に実現しました。この成功は物理学にとって大きな出来事であり、2001 年にノーベル賞も出ました。以降、その他の原子気体でも BEC を起こすことに成功し、現在でも盛んに研究が続けられています。

### 1.2 BEC の概要

#### 1.2.1 ボソンとフェルミオン

BEC は簡単に言うと、「粒子の集団が冷やされていったとき、ある温度を境に巨視的な数の粒子が同じ状態をとるようになる」現象です。しかし、どんな粒子の集団でも起こるといわけではありません。粒子は、ボソンかフェルミオンに大きく分けることができ、BEC はボソンでしか起きません。その違いを生んでいるのは、粒子が同じ状態をとれるかどうかということです。ボソンは同じ状態をとれますが、フェルミオンは同じ状態をとれないのです。

粒子にはとり得るエネルギーの値が決まっていますが、そのエネルギー準位の値は飛び飛びになっています<sup>2)</sup>。粒子は低いエネルギーの状態をとりたがりますが、有限温度では高いほうのエネルギーをとる確率も存在します。ただし温度を下げると、低いエネルギー状態をとる確率が大きくなっていきます。ここで、絶対零度の状況を考えてみます。この場合はどの粒子も最低エネルギーの状態をとると予想されますが、ここでボソンとフェルミオンの違い、つまり同じ状態をとれるかどうか効いてきます。ボソンは同じ状態をとれるので、確かにすべての粒子が、最低エネルギー状態という同じ状態をとり

<sup>1)</sup> この当時のことは [3] に詳しく書いてあります。

<sup>2)</sup> これは束縛状態での話であり、散乱状態では連続的な値をとり得ます。

ます。一方、フェルミオンは同じ状態をとれないので、低いほうのエネルギーから順に詰まっていくことになります。このように、ボソンとフェルミオンではその振る舞いが大きく異なります。

今の議論でボソンは、絶対零度ですべての粒子が同じ状態をとるといいました。だとしたら、BEC は起こって当然だともわれるかもしれませんが。しかし BEC で重要なのは、「ある温度を境に」という点です。つまり、絶対零度より上のある温度 (転移温度) が存在し、その温度を下回ると大部分の粒子が同じ状態をとるようになるのです。これが BEC の非自明な点なのです。

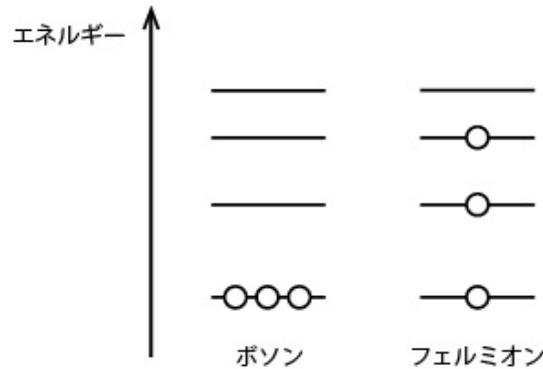


図 1.1 ボソンとフェルミオンの違い。絶対零度で粒子は最低エネルギーをとろうとするが、同じ状態をとれるかどうかで詰まり方が異なる。

### 1.2.2 どれだけ冷やせばよいのか？

では、BEC が起こるのが絶対零度ではない有限の温度だとするなら、それはどのくらいの温度なのでしょう。その値を見積もってみましょう。3次元の箱に閉じ込められた理想ボース気体が BEC を起こす条件<sup>3)</sup>は

$$n \cdot \lambda_{dB}^3 \geq 2.612 \quad (1.1)$$

となります。ここで  $n$  は単位体積当たりの粒子の個数、 $\lambda_{dB}$  は熱的ド・ブロイ波長

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \quad (1.2)$$

です。熱的ド・ブロイ波長は粒子を波と見たときのその幅の目安で、 $\lambda_{dB}^3$  はその体積の目安になります。すると、 $n \cdot \lambda_{dB}^3$  は 1つの粒子を波と見たときに、その中にどれだけ粒子があるかを表しています。つまり、式 (1.1) は、粒子を波と見た場合にそれらが互いに重なり合うときと解釈することができます。よって、BEC が起こるには、熱的ド・ブロイ波長が長い (つまり温度が低い)、もしくは密度が高い方がよいことになります。しかし、あまりに密度が高いと途中で固体になってしまったり、相互作用が大きくなって温まってしまうため、密度を高くし過ぎることはできません。そのため、温度を低くすることが必要になってくるわけです。典型的な値として、Rb 原子気体で BEC を起こすには、 $n = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  のときで計算すると

$$T \lesssim 400 \text{ nK} \quad (1.3)$$

であれば良いことが分かります。これは恐ろしく低い温度 (しかし絶対零度ではない) で、このことが、BEC の実現を難しくしている大きな要因の 1 つです。

<sup>3)</sup> この条件の導出は [2] などに詳しい導出が書いてあります。

## 第 2 章

# レーザー冷却と MOT

### 2.1 レーザー冷却

前章で見たように BEC を起こすには非常に低い温度にしなければなりません。その方法として考案されたのが「レーザー冷却」です。この仕組みを理解するために、まず原子の光の吸収・放出について説明します。その後、ドップラー効果を利用した冷却の仕組みを説明します<sup>4)</sup>。

#### 2.1.1 原子による光の吸収・放出

原子には飛び飛びのエネルギー準位が存在し、連続的な値をとることができません。通常はエネルギーの一番低い基底状態にありますが、外部からエネルギーが加わると、エネルギーの高い励起状態に遷移します。その際、準位のエネルギー差に等しいエネルギーを吸収しやすいという性質があります。ここでは簡単のために、2つの準位だけからなる2準位系を考えます。

2つの準位のエネルギー差を

$$\Delta E = E_2 - E_1 \tag{2.1}$$

とすると、その差に対応した周波数<sup>5)</sup>（共鳴周波数）

$$\omega_0 = \Delta E / \hbar \tag{2.2}$$

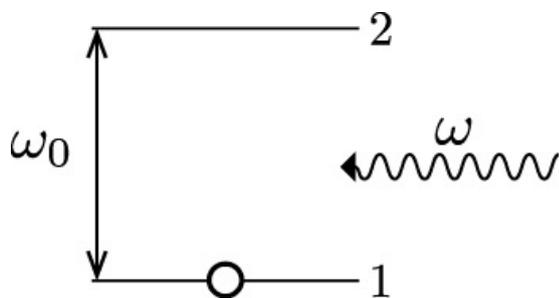


図 2.1 2 準位系。準位 1 が基底状態で、準位 2 が励起状態。共鳴周波数は  $\omega_0$ 。

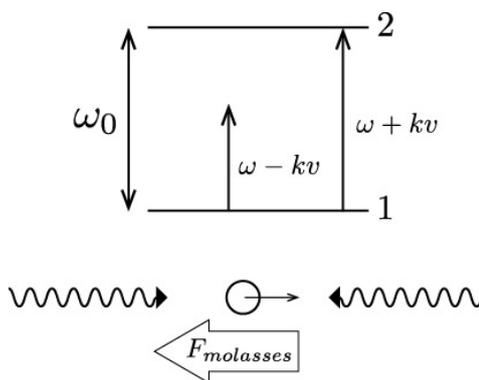


図 2.2 ドップラー冷却の様子。原子が右に動いているとき、右からくる光は周波数が上がり、左からくる光は周波数が下がる。

<sup>4)</sup> この節および次の節での説明は主に [1] を参考にしています。

<sup>5)</sup> 正確には角周波数ですが、ここでは単に周波数と呼びことにします。

の光を吸収して、準位 1 (基底状態) から準位 2 (励起状態) に遷移します。励起された原子はずっと準位 2 にあるわけではなく、ある時間 (寿命) 程度経つと準位 1 に落ちてしまいます。それに応じて  $\Delta E = \hbar\omega_0$  のエネルギーを光として放出します。ここで準位 1 にある原子が準位 1 から準位 2 に励起されるのは、ピッタリ  $\omega_0$  の周波数の光の場合だけかというところではありません。実際には吸収し得る光の周波数は  $\omega_0$  を中心にして少し広がりを持っており、その吸収率は

$$R(\delta) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.3)$$

で与えられます。ここで  $I$  は入射光の強度、 $I_{\text{sat}}$  は飽和強度、 $\Gamma$  は崩壊率 (= 1/寿命)、 $\delta$  は入射光の共鳴周波数からのずれ (離長) で  $\delta = \omega - \omega_0$  です。

これをもとに、光が止まっている原子に与える力を考えてみましょう。原子は光を吸収するときと放出するとき力を受けます。しかし、光の放出はどの方向にも一様に起こるため、平均すれば放出からくる力は 0 と見なせます。そこで吸収による力のみを考えます。すると、止まっている原子に対しては、

$$\begin{aligned} F &= (\text{光の運動量}) \times (\text{吸収率}) \\ &= \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (k = \omega/c \text{ は波数}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

となります。この式から、原子は共鳴周波数付近の周波数の光から強い力を受けることが分かります。

### 2.1.2 ドップラー冷却

原子は止まっているとしましたが、一般には原子は動いています。原子の動きを遅くすることは、その温度を下げることでですから、動いている原子に逆向きから光を当ててあげればよいことになります。しかし、実際には冷やしたい原子集団の各原子の動く向きはバラバラですから、1 方向のみから光を当てているだけではうまくいきません。そこで 3 次元的に 6 方向から光を当てる必要があります。この場合だと光が与える力がつり合って、何の変化も与えないと思うかもしれませんが、実際にはそんな心配はないのです。重要なのは、原子が動いているときには「ドップラー効果」を考える必要があるということです。

ここでは 1 次元で考え、原子が速度  $v$  で動いているとします。この場合ドップラー効果により光の周波数は  $\omega$  から  $\omega \pm kv$  (光の向きが原子の動く向きと逆のとき +、同じとき -) に変化します。そのため式 (2.4) で  $\delta$  を  $\omega - \omega_0 \pm kv$  としあげれば、原子が動いている場合となります。よって、速度  $v$  で動いている原子に対して両方向から光を当てたときに原子が受ける力は

$$\begin{aligned} F_{\text{molasses}} &= F(\omega - \omega_0 - kv) - F(\omega - \omega_0 + kv) \\ &\simeq F(\omega - \omega_0) - \frac{\partial F}{\partial \omega} kv - F(\omega - \omega_0) + \frac{\partial F}{\partial \omega} kv \\ &\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv \quad (\equiv -\alpha v) \end{aligned} \quad (2.5)$$

となります。ここで最後においた係数  $\alpha$  ですが、これは

$$\begin{aligned} \alpha &= 2k \frac{\partial F}{\partial \omega} = \frac{2\hbar k}{c} \left( R(\omega - \omega_0) + \omega \frac{\partial R}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) \right) \\ &\simeq 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{-2\delta/\Gamma}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} \quad (\delta = \omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (2.6)$$

となります。ただし、1 行目から 2 行目にいくときに、一般に第 1 項は第 2 項より十分小さいので無視し、さらに  $I/I_{\text{sat}} \ll 1$  を用いて近似しました。この  $\alpha$  が正になるとき ( $\omega < \omega_0$ )、 $F_{\text{molasses}} = -\alpha v$  は、原子が動く速さに比例した力を動く向きと反対方向に受けることを示しています。つまり、この力は速度に比例した摩擦力であり、動いているものを止めようとしています。まとめると、両方向から打ち込む光の離長を負にしておけば、ドップラー効果で力の不均一が生じ、原子を冷却できるということです。実際には 6 方向から光を打ちこみ、どの方向からの減速させます。このとき、原子はまるで粘性の大きな蜜の中に閉じ込められたような状況にあり、「光糖蜜」と呼ばれています。

このレーザー冷却は、原子を瞬時に極低温まで冷却できるのですが、実際には光の吸収・放出の揺らぎにより、ある温度以下には冷却できません。その冷却限界は、一般におよそ数百  $\mu\text{K}$  です。これでも非常に低温ですが、BEC にはまだまだ到達できず、さらなる工夫が必要になります<sup>6)</sup>。

## 2.2 MOT

このようにレーザー冷却で、原子気体を冷却できるわけですが、このままではまだ冷却原子を一か所に集めるという点では不十分です。そこでさらなる工夫が必要になります。1987年に考案されたのが、磁気光学トラップ (MOT) という手法です。これは3次元的なレーザー冷却に加え、磁場の作用を利用して原子を中心に集めることができます。準備としてゼーマン効果と円偏光について説明した後、MOTの仕組みについて説明します。

### 2.2.1 ゼーマン効果

今まで2準位系で考えてきましたが、実際には準位が縮退している場合があります、ここで準位2が3つあって重なっているとします。その重なった3つの励起状態は角運動量の $z$ 成分  $M_J$  の値で区別し、 $M_J = +1, 0, -1$  とします。実際の実験で出てくるものをもっと複雑ですが、MOTの仕組みを理解するためにはこれで十分なので、この状況で考えていきます。磁場があるとエネルギー準位が変化します。これはゼーマン効果と呼ばれ、その変化分は磁場  $B$  が小さいとき  $\mu_B B M_J$  となるため、今の場合重なっていた励起準位は分裂します。

MOTで使われる磁場は四重極磁場と呼ばれるもので、2つの平行なコイルに逆向きに電流を流すことでつくることができます。この四重極磁場の特徴は、中心に磁場の極小ができ、その付近の磁場は中心から離れていくとその距離に比例して増加するというものです (図 2.3)。 $z$  軸上を考えると、磁場は、

$$B(z) = \beta' |z| \quad (\beta' \text{は定数}) \tag{2.7}$$

となるので、 $z$  軸に沿ったエネルギー準位の様子は図 2.4 のようになり、中心から離れていくにつれて分裂の幅が大きくなります。このように磁場があると、ゼーマン効果によって共鳴周波数が変化していくことになるのです。

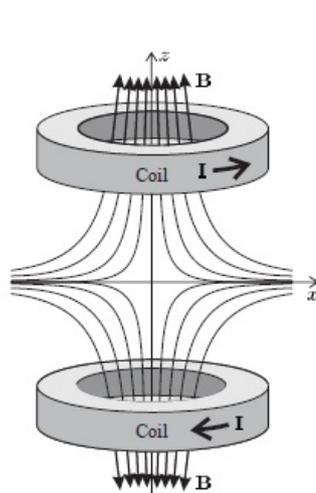


図 2.3 四重極磁場の磁力線の様子。図の原点が磁場の極小となる。[1] から引用。

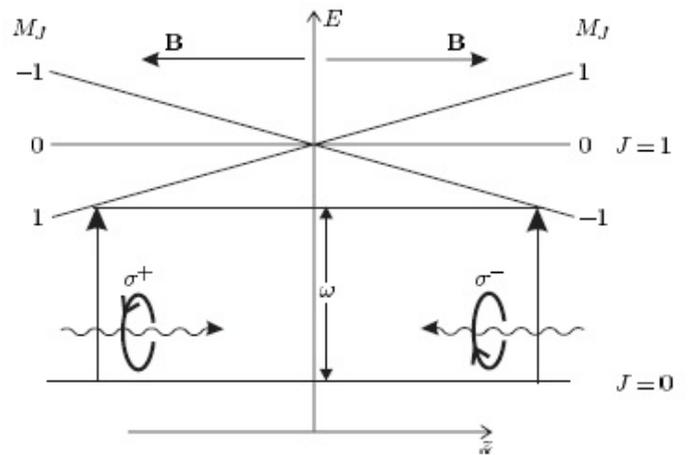


図 2.4 MOTの $z$ 軸上の様子。励起準位は位置 $z$ に依存した変化を受ける。また、円偏光は決まった遷移しか起こさない。 $J$ は基底状態と励起状態を区別するための値。[1] から引用。

<sup>6)</sup> 光を用いずに冷却していくことになります。簡単な流れは付録にまとめてあります。

## 2.2.2 円偏光と選択則

新たに角運動量の自由度を考えたわけですが、次に光の偏光というものを考えます。光は横波であり、その振動する向きを偏光と呼びます。1 方向だけ振動しているときは直線偏光、ぐるぐる回っているときは円偏光といいます。そして、円偏光にはある軸を基準にした回る向きによって  $\sigma^+$ 、 $\sigma^-$  の 2 種類があり、 $J = 0$ (基底状態) から  $J = 1$ (励起状態) の遷移の際、 $\sigma^+$  は  $J = 1$  の中の  $M_J = 1$  の遷移だけを、 $\sigma^-$  は  $J = 1$  の中の  $M_J = -1$  への遷移だけを起こします。このようにある  $M_J$  の準位にしか励起できないことを、選択則といいます。

## 2.2.3 MOT

今までのことを組み合わせると磁気光学トラップが理解できます。今までと同様に  $z$  軸上を考えます。MOT は、ドップラー冷却のときと状況はほとんど同じで、磁場があること、円偏光を用いることの 2 点だけが違います。図 2.4 のように  $z$  軸上で正の方向に  $\sigma^+$  の円偏光を、負の方向に  $\sigma^-$  の円偏光を打ち込みます。円偏光の性質により、原子が受ける力は、正の方向には準位 ( $J = 1, M_J = 1$ ) への遷移で、負の方向には準位 ( $J = 1, M_J = -1$ ) への遷移で、引き起こされます。ここで四重極磁場のゼーマン効果により、共鳴周波数  $\omega_0$  が位置  $z$  に比例した変化 ( $\beta$  を正の定数として、 $M_J = 1$  は  $\beta z$ 、 $M_J = -1$  は  $-\beta z$ ) を受けることに注意します。すると、全体で受ける力は式 (2.5) と同様の計算で

$$\begin{aligned} F_{\text{MOT}} &= F^{\sigma^+}(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) - F^{\sigma^-}(\omega + kv - (\omega_0 - \beta z)) \\ &\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} (kv + \beta z) \\ &\simeq -\alpha v - \frac{\alpha \beta}{k} z \end{aligned} \quad (2.8)$$

となります。ここにおける  $\alpha$  は式 (2.6) と同じです。この式より、 $\alpha$  が正 ( $\omega < \omega_0$ ) であれば、ドップラー冷却による第 1 項の摩擦力に加え、第 2 項に原点からのずれに比例した復元力が現れることになります。これによって原子は原点とバネでつながれたような状態になり、原点に集まるようになります。こうして、MOT では原子集団を冷却するだけでなく、中心への捕捉もできることが分かりました。今は  $z$  方向だけ考えましたが、他の方向も同様に考えることができます。実際の様子は図 2.5 のようになります。集められた原子集団は強く光を散乱するため、用いる原子種によってはその輝きを目で見ることができます。この手法は、レーザー冷却実験で広く用いられています。

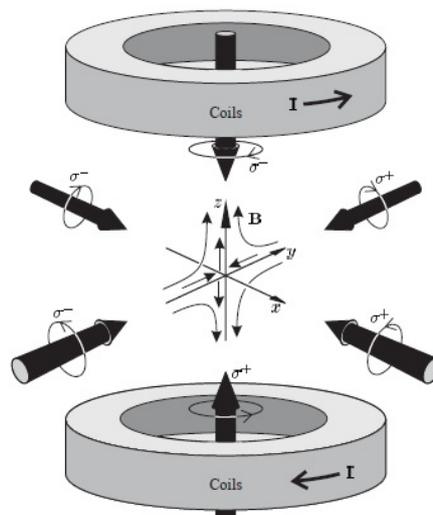


図 2.5 実際の MOT の配置。6 方向からのレーザーの交点と四重極磁場の中心が重なるところに、冷やされた原子集団が集まる。レーザーは適切な円偏光にする必要がある。[1] から引用。

## 第 3 章

# 実験

BEC 班では第 2 章で説明したレーザー冷却、そして MOT を用いて Rb 原子気体の冷却に挑戦しました。特に MOT に関しては、通常の MOT 以外に、ミラーを用いる mirror-MOT にも挑戦しました。その概要について簡単に紹介します。

### 3.1 実験のセットアップ

#### 3.1.1 光学系

図 3.1 のように光学台の上に光学機器を配置しました。まず手前の黒い台の上にある銀色の箱でレーザーを作ります。用いたレーザーは半導体レーザーで、内部の回折格子を用いて周波数を調節することができます。Rb を冷やすための cooling 光と、冷却サイクルを閉じるために必要な repump 光の 2 種類を用意しました。どちらも飽和吸収分光という手法で精密な周波数に調整しています。黒い台を出たレーザーは、右奥の銀色の箱を通り、強度が増幅されます。その後、AOM で実際に必要な周波数に変えてあげます。そのレーザーは光ファイバーを通して、図 3.2 の台の上に行きます。台の上で cooling 光と repump 光を重ねたり、必要な数にレーザーを分けたりします。そうして最終的に Rb が入っているセルの中にレーザーを打ち込みます。セルを囲むように設置されたコイルで磁場をつくり、MOT を行います。

通常の MOT 以外に行った mirror-MOT は、必要なレーザーの一部に鏡の反射光を用いるもので、6 方向からレーザーを打ち込む通常の MOT を  $45^\circ$  傾けたものに対応します。そのためコイルも  $45^\circ$  傾いた配置になります。mirror-MOT にはレーザーの本数が少なくて済む、次に必要な段階である磁気トラップにつなげやすいといった利点があります。

光学系の作業は主に班員の石黒、野澤、萩原、藤本が担当しました。

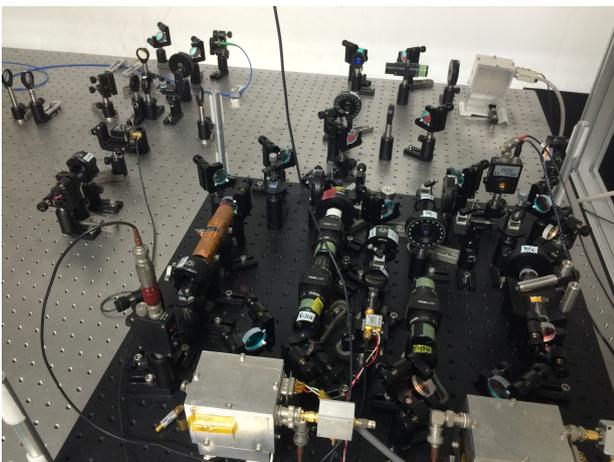


図 3.1 光学台の上の様子。主にレンズを用いてレーザーを必要などころまで持って行く。途中で強度の増幅や周波数の調節などを行っている。

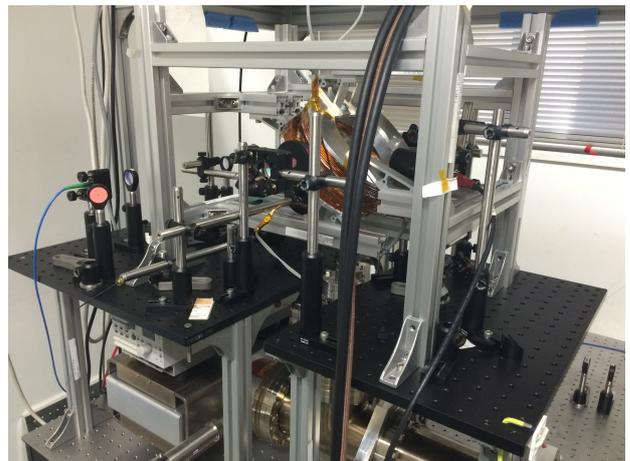


図 3.2 ガラスセル周りの様子 (mirror-MOT のとき)。中ほどに見える茶色のものが磁場をつくるコイルで、その間にガラスセルがある。ガラスセルは台の下の真空装置によって真空に保たれている。

### 3.1.2 回路

特に MOT 以降ではコンピュータによる制御を行うため、たくさんの回路が必要になります。そのための回路をいくつか作りました。この作業は主に班員の岡本、笹、細井が担当しました。しかし、結局 MOT までしかできずせっかく作った回路を使うことはできませんでした。

### 3.1.3 設計

mirror-MOT はミラーに対して、斜め 45° に 2 つ 1 組のコイルを設置します。設計したものが非常に重いコイルであったため、コイルを支える頑丈な足場が必要でした。そこで CAD を用いて足場の設計を行いました。この作業は主に班員の目詰が担当しました。

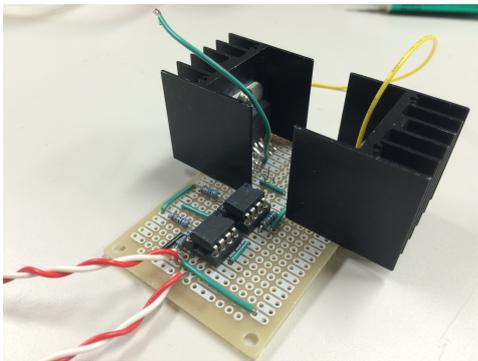


図 3.3 作成した定電流回路。コンピュータによる制御が必要となる。

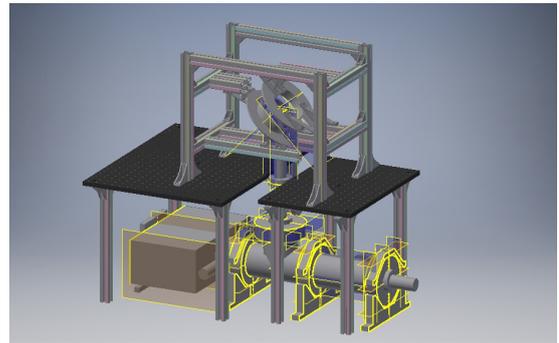


図 3.4 CAD による設計の様子。mirror-MOT で必要となる足場の設計。

## 3.2 結果

6 方向からのレーザーを用いる通常の MOT を行い、図 3.6 のように Rb を冷却、捕捉することに成功しました。しかし、mirror-MOT に関しては結局成功しませんでした。mirror-MOT ができなかった原因としては、途中で Rb がなくなってしまったことが考えられます。

MOT は磁場のオンオフに対して瞬時に反応し、また外部から非常に弱い磁石を近づけただけで敏感に反応することが確かめられました。実際の動画は五月祭当日の発表でお見せする予定です。



図 3.5 磁場を切っているときの、ガラスセル内の様子。分かりにくいですが、3 本のレーザーが交わっている。



図 3.6 磁場を入れているときの、ガラスセル内の様子。レーザーの交点にひときわ明るい場所ができる。

# 付録 BEC への道のり

ここでは、BEC 実現に至るまでに必要な過程について、簡単に説明します。BEC を行う方法はいくつか存在しますが、ここでは私たち BEC 班が想定したものを紹介します。BEC 班の実験で行った MOT では、まだ BEC には到達できません。なぜなら、第 2 章で触れたようにレーザー冷却には冷却限界というものが存在するからです。そのため、レーザー冷却の後はレーザーを用いずに冷却していく必要があります。そこで用いられる主な手法が「蒸発冷却」と呼ばれるものです。そして、その蒸発冷却を行うために「磁気トラップ」という段階が必要になります。

## 1. 偏光勾配冷却

レーザー冷却には冷却限界があるといいましたが、実際にはドップラー冷却から予想される限界値よりさらに冷却することができます。これは、冷却サイクルで利用されるエネルギー準位がそんなに単純ではないこと (基底状態に縮退があること) を利用します。この冷却法を偏光勾配冷却といい、ドップラー冷却限界を超えてさらに 2 桁近く温度を下げるができます。実際には磁場を切り、離長を大きくするだけで行えます。

## 2. Optical Pumping

偏光勾配冷却で十分冷やした原子集団を、今度は磁場だけで捕捉するために、スピンの向きをそろえる必要があります。そこで、ある向きの円偏光の光を当てることで、スピンをそろえます。

## 3. 磁気トラップ

磁場の存在下ではゼーマン効果によりエネルギーが変化します。その際、エネルギーが極小となる点に原子は行きたがるため、うまい磁場分布によってエネルギーの極小をつくれればそこに原子集団を捕捉することができます。この際、スピンの向きによってエネルギー変化の正負が変わってしまうため、Optical Pumping をしておかないと大部分の原子が逃げてしまいます。条件を満たす磁場の作り方はいくつかあります。私たち BEC 班ではチップに張った導線に電流を流し、さらに外部から加えた一様磁場と組み合わせてつくることを想定していました。

## 4. 蒸発冷却

磁気トラップに移行したことで、レーザーの冷却限界を気にする必要はなくなりました。ここで新たに使われる冷却手法である蒸発冷却は、エネルギーの高い原子を逃がして全体の平均エネルギーを下げる、というものです。原子を逃がすということは、密度を下がるということですから、BEC を起こすには不利にはたりますが、それ以上に温度を下げることで、実質的に BEC に近づけます。実際にはある周波数の変動磁場を加えることでエネルギーの高い原子のスピンを変化させて磁気トラップから脱落させます。加える変動磁場の周波数を変えていくことで、エネルギーの高い方から順に逃がすことができます。そして、平均エネルギーがだんだん下がっていき (つまり温度が下がっていき)、ある時点で BEC に到達することができます。

# 謝辞

BEC 班は五神・湯本研究室助教の堀越宗一先生の全面的なご協力の下、活動をしてきました。慣れない私たちを、様々な面で支えて下さいました。ずっと悩んでいたことが、先生のアドバイスですっきりと解決したことが数多くありました。結局、新しいこともできず終わってしまいましたが、その過程で非常に貴重な経験をすることができました。この場を借りて感謝申し上げます。また、研究室の先輩方にも折に触れて手伝っていただきました。ここに、感謝申し上げます。

BEC 班の活動は、五月祭企画の一環であり、費用面や運営面で物理学教室に多くのご援助いただきました。物理学教室の方々に感謝申し上げます。

今年の BEC 班は 5 代目であり、結成当初から充実した環境の下で活動できたのは、これまでの BEC 班の先輩方の精力的な活動があったためです。ここに、感謝申し上げます。特に 1 つ上の先輩方には、直接実験のやり方を教えていただき非常にありがたかったです。

最後にこれまで BEC 班として共に活動してきた班員に感謝します。

# 参考文献

- [1] C. J. Foot: *Atomic Physics* (Oxford University Press, 2005)
- [2] 田崎晴明: 「統計力学 II」 (培風館, 2008)
- [3] A. Pais: *Subtle Is the Lord: The Science and the Life of Albert Einstein* (Oxford University Press, 1983)