

極低温⁶Li原子気体を用いた p 波相互作用エネルギーの測定

吉田純

平成27年3月10日

1 序論

1.1 冷却原子系における超流動の研究

冷却原子系における s 波超流動の実現は科学界に大きなインパクトを与えた。何故なら、冷却原子系は相互作用が可変な系だからである。冷却原子系ではフェッシュバツハ共鳴を用いることによって、印加磁場を制御するだけで粒子間相互作用を引力から斥力まで自在に操ることができる。また、温度・密度など様々なパラメータを容易に操作することが出来ることに加え、吸収イメージングにより、原子集団の密度分布・運動量分布を直接観測することが可能である。このような実験自由度の高さにより、 s 波超流動は冷却原子系において多くの研究がなされており、超流動の詳細な理解に対しこれまで多大な貢献をしてきた [1]。

超流動のようなマクロな量子現象は、それを引き起こす粒子間相互作用の対称性とその物性の発現に決定的な役割を果たす。 s 波と p 波では、相互作用が中心対称であるか、異方的であるか、という決定的な違いがある。しかし、異方的な相互作用によって発現する超流動については未だ不明瞭な部分も多い。よって、高い実験自由度を誇る冷却原子系において p 波超流動の実現を目指す試みが成されてきた。しかし、 p 波相互作用を増大させると三体ロス係数も増大してしまい、原子集団の密度低下が起きてしまうという問題があり [2]、冷却原子系では未だに p 波超流動が実現していない。

以上のような背景から、本研究室の将来的な目標は p 波超流動を実現し、その詳細なメカニズムを明らかにすることと定めている。その過程で我々（主たる貢献は中筋による）は2013年に相互作用を記述するパラメータを測定した。[3][4] また、超流動の発現を阻む最も大きな原因である、 p 波相互作用によるロス測定した。これによって、我々は p 波超流動の実現可能性について定量的に議論することが可能となった。その結果、単に p 波フェッシュバツハ共鳴の磁場を印加するだけでは p 波超流動の実現は難しいということが判明した。

1.2 相互作用エネルギー測定の意義

これまでの研究で、 p 波超流動の実現は難しいということが分かった。しかし、仮に p 波超流動が発現したとしても、それを確認することは難しい。その方法の一つとして考えられるのが比熱のとびを見る方法である。超流動の発現は二次相転移であるために転移点付近では比熱が不連続となる。これを観測することで超流動発現を確認できるはずである。

比熱は相互作用エネルギーから算出することが出来る。ただ、実際の実験で得られる相互作用エネルギーはトラップ平均された量であるので、本来は密度の不均一などを考慮に入れて系の状態方程式を決定し、そこから比熱のとびなどを見ることにより、超流動の発現を確認させなくてはならない。それは局所的な密度分布を知る必要があるなど、実験の難易度が格段に高くなってしまう。しかし、 s 波の場合、トラップ平均された測定であっても、ある T/T_F で比熱のとび（温度拡がりにより少しなまるが）が観測され、超流動転移が確認された歴史があり [8]、トラップ平均された相互作用エネルギーから求めた比熱でも超流動の発現を確認することは可能であると考えている。

その際、 p 波相互作用エネルギーを定量的に測定する必要があるが、未だに p 波相互作用エネルギーが直接測定されたことはない。そこで私の修士研究を p 波相互作用エネルギーを測定することと定めた。

また、高温極限での予測 [6] を除けば、高次の散乱波については相互作用エネルギーと散乱長との関係に未だに理論的な予測がなく¹、 p 波相互作用エネルギーを測定することはこの理論体系の構築に大いに貢献することが期待される。

2 実験

2.1 $|1\rangle - |1\rangle p$ 波相互作用エネルギーの測定

単一状態のフェルミ粒子間では極低温ではどの部分波の衝突も起きない。しかし、フェッシュバツハ共鳴を用いれば、ある部分波の衝突のみを誘起することが出来る。よって $|1\rangle - |1\rangle p$

¹高温極限においてのみ [6] が予測されている。これを検証するという意義もある。

波フェッシュバツハ共鳴でないところの $|1\rangle - |2\rangle$ RF 遷移周波数 (図 1 左側の矢印) と $|1\rangle - |1\rangle_p$ 波フェッシュバツハ共鳴近傍の RF 遷移周波数 (図 1 右側の矢印) の違いは p 波相互作用エネルギーのみとなる。よってその遷移周波数の差から p 波相互作用エネルギーを測定できる。(図 1 参照。図は例として引力相互作用を仮定している) これが RF 分光による $|1\rangle - |1\rangle_p$ 波相互作用測定 の原理である。

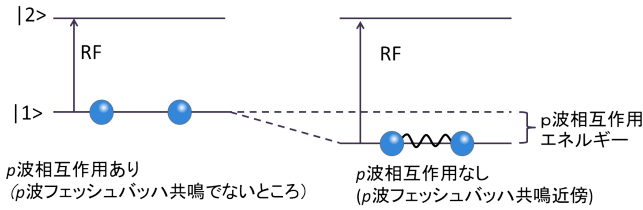


図 1: RF 分光による $|1\rangle - |2\rangle_p$ 波相互作用エネルギーの測定

しかし、実際には上記のような単純な測定は出来ない。何故なら、そこに相互作用がなくとも、異なる磁場では $|1\rangle - |2\rangle$ 遷移周波数は大きく変化してしまうからだ。 $|1\rangle - |1\rangle_p$ 波フェッシュバツハ共鳴近傍の磁場では $|1\rangle$ 及び $|2\rangle$ は未だパッシェンバック領域ではないため、磁気モーメントの違いが大きくなっており、単純に磁場を変えるだけで二準位間のエネルギー差は変化してしまう。よって $|1\rangle - |1\rangle_p$ 波フェッシュバツハ共鳴でない磁場と $|1\rangle - |1\rangle_p$ 波フェッシュバツハ共鳴近傍の磁場とで RF 遷移周波数を測定し、両者を比べると、そこには相互作用に起因する差と相互作用に起因しない差があり、後者の寄与の方が遥かに大きいので、相互作用エネルギーは埋もれてしまう。

そこで、図 2 のようにして相互作用エネルギーを測定することにした。図 2 の横軸は磁場であり、縦軸は $|1\rangle - |2\rangle$ のエネルギー差である。もし相互作用がないならば (a) のようになるはずである。なぜなら相互作用がなくとも起こるエネルギー差の変化はフェッシュバツハ共鳴の共鳴幅 (100mG) 程度の磁場範囲でほぼ線形に応答するはずだからだ。もし、相互作用があるならば (b) のような状況になるだろう。相互作用がなくとも起こるエネルギー差の変化 ((b) の点線) に相互作用によるエネルギー変化 (これは 100mG 程度の狭い磁場範囲で急激に起こる) が乗っかるはずである。そこで、相互作用がないと仮定して理論的に計算したフェッシュバツハ共鳴近傍の磁場における $|1\rangle - |2\rangle$ 遷移周波数と実験で測定した $|1\rangle - |2\rangle$ 遷移周波数を比べ、その差を p 波相互作用エネルギーとして測定することにした。

図 2 (b) の点線は相互作用がないとした時の理論値で実線が測定値である。実線の点線からのズレが p 波相互作用エネルギーと予想される。

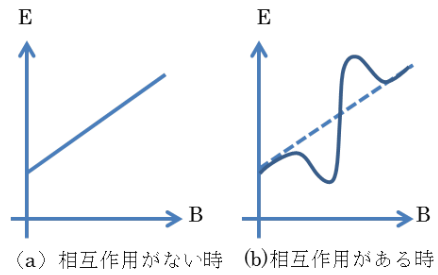


図 2: 予想される遷移周波数の磁場依存性

2.1.1 実験セットアップ

RF 分光の測定ではクロスビームトラップを用いた。シングルビームトラップだとトラップ形状はビームの軸方向に伸びてしまい、その空間的な広がりが原子集団の感じる磁場に広がりを持たせてしまうと考えたからである。これは RF 遷移周波数を割り出すことに対し不利に働くので、クロスビームトラップを用いて²空間的な広がりを抑えた。縮退原子を得るために、 $|1\rangle - |2\rangle$ 混合気体³ に対し、約 300G の磁場⁴ でトラップレーザーの強度を下げることで、蒸発冷却を行った。その後 $|2\rangle$ にのみ共鳴するブラスト光を照射し、 $|1\rangle$ のみの原子集団 (約 10^5 個、 $10\mu\text{K}$) を得た。

2.1.2 測定

2.1.1 節のようにして得た原子集団に対し、 $|1\rangle - |2\rangle$ 遷移を起こすような RF を 30msec 照射した。そして磁場を印加したまま、 $|2\rangle$ にのみ共鳴する光でイメージングを行い、RF 遷移が起きていなければ $|2\rangle$ には population が無いはずであるため、その原子数を持って RF 遷移強度とした。これを様々な周波数の RF にて行い、RF 遷移スペクトルを測定した。(典型的なデータを図 3 に示す。) これをローレンツ関数でフィッティングすることによって RF 遷移周波数を測定した。

このような測定をフェッシュバツハ共鳴近傍の異なる磁場で行うことにより、相互作用がない極限から有限の p 波相互作用がある領域での RF 遷移周波数を測定した。(図 4)

図 4 の横軸を絶対磁場にとることは難しい。ここでは便宜的に、図 4 の測定直前に行ったロスのデータ (図 5) における原子数の立ち下がりの点をフェッシュバツハ共鳴 B_0 とし、そこからの磁場の離調を示している。図 4 を見ると、ほぼ直線に見える。これは 2.1 節で述べたように、RF 遷移周波数が相互作用とは関係なく磁場によってシフトしているからである。相互作用の効果を算出するためにはこの相互作用と関係のないシフトを差し引かなくてはならない。そ

²クロスビームトラップはトラップポテンシャルの理論的な扱いを難しくするので出来るだけ使いたくはないのだが、実際に計算してみると影響がありそうなので、仕方なくこれを用いた。

³ $|1\rangle$ のみでは衝突が起きない。衝突が起きないと蒸発冷却が進まないため、混合気体を用いて衝突を誘起している

⁴この磁場での s 波散乱長は約 $-290a_0$ である。

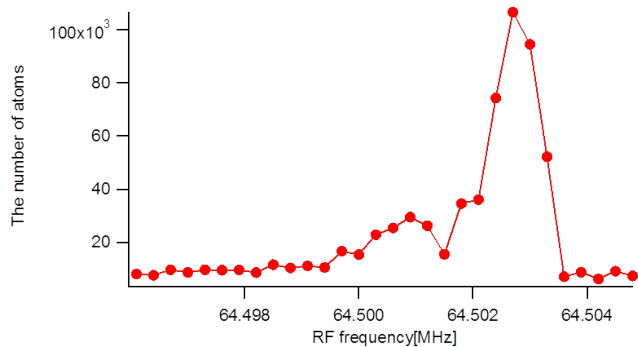


図 3: 典型的な RF スペクトル

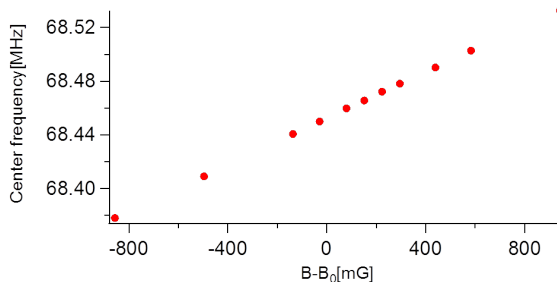


図 4: RF 遷移周波数の磁場依存性

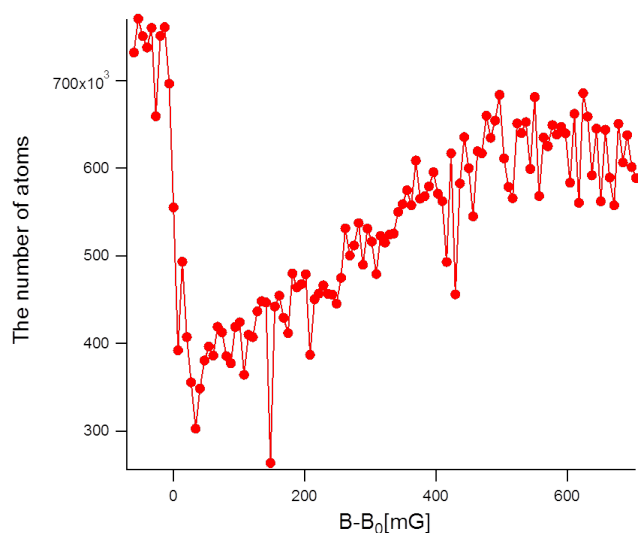


図 5: フェッシュバツハ共鳴近傍の原子ロス

ここで我々はゼーマンシフトの理論値を計算し、その値を測定された遷移周波数から差し引くことにより相互作用による遷移周波数シフトを算出した。その結果が図 6 である。

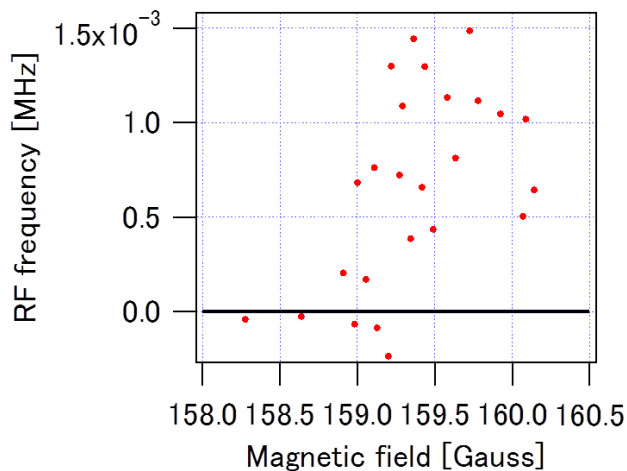


図 6: RF 遷移周波数からゼーマンシフトの理論値を差し引いた値の磁場依存性

図 6 には図 4 のデータの他に日を改めて同様の測定をした二つのデータ、計 3 つの測定データが示されている。(統計誤差は 50Hz 程で点の大きさ程である) 通常、違う日に同じ磁場で測定した RF 遷移周波数は違う事が多い。これは RF 遷移周波数が異なるのではなく⁵、同じだと思っている磁場が実は異なっているのである。よって今回の解析では、異なる日の測定データを同じグラフ上に並べるために、図 4 のようなグラフ上で横方向に平行移動させて異なる日に測定したデータと(相互作用と関係ない領域で)重なるようにしている。何か怪しいことをしているように見えるかもしれないが、そもそも絶対磁場を mG の精度で測定することは非常に困難である。そして最も正確な基準が原子準位である。この一連の作業は RF 遷移周波数の辻褄が合うように測定日ごとの絶対磁場を定めていることに他ならないので、一番信頼度の高い物差しで磁場を較正しているというだけで、さほど不可解ではない。とはいえ、測定日ごとにそれだけ磁場が揺らぐということは、この測定をしている時間スケールで全く影響がないと言って良いかどうかにはいささか疑問が残る。事実、測定中に急に遷移周波数がズレて測定を中断したことが何度もあった。図 6 には、目立ったアクシデントがなかった 3 日間のデータを並べているに過ぎない。以下の考察は測定精度に難があるかもしれない(RF スペクトルを一本とるような時間スケールの統計誤差は十分に少ないが、何点もとっている間には動いている可能性がある)ということを頭の片隅に置いて読んでもらいたい。

さて、データの取り扱いについての前置きが長くなったが、ここから考察に入る。図 6 の黒線はゼーマンシフトの

⁵実験室の中で一番正確な物差しは原子準位である。

理論値からのズレがないところを示している。159G 以下では 0 付近であり、それ以上になると数百～1kHz の正の値を持っている。フェッシュバツハ共鳴の高磁場側では引力になることが知られており、 $|1\rangle$ の原子が互いに引力相互作用を及ぼせば $|1\rangle$ のエネルギーは低くなる。よって、より大きなエネルギー（大きな周波数）を与えねば遷移が起きなくなる。つまり RF 遷移周波数はより大きくなるはずである。その点では実験結果はある磁場（フェッシュバツハ共鳴）から引力相互作用が大きくなり、遷移周波数が引力側にシフトしているかのように見える。ここで、図 5 を見ると、ロス の範囲は 4～500mG であることから、 p 波相互作用が増大している範囲もそのオーダーであることが推測される。しかし、図 6 において相互作用と思われる領域は 1G 程あり、⁶ ロスがないところでも相互作用が見えているというのは不可解である。

このデータを定量的に評価するために予想される相互作用エネルギーを算出した。その結果が図 7 である。

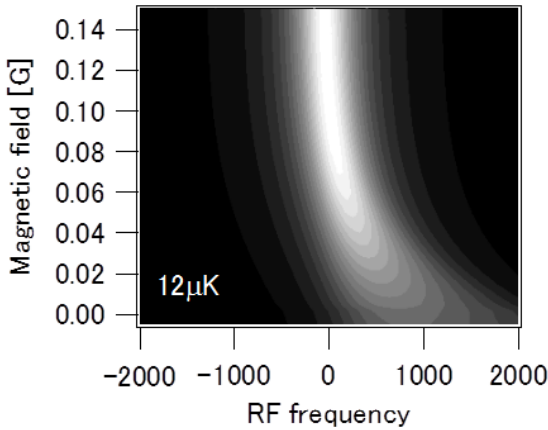


図 7: p 波相互作用エネルギーの磁場依存性の理論値

$$\Xi = T_r e^{-(H-\mu N)/K_B T} = \Xi^0 + 2\sqrt{2}(Vz^2/\lambda^2)b_2 + O(z^3)/K_B T \quad (1)$$

$$b_2 = \sum_{boundstates} e^{|E_b|} + \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \int_0^{\infty} \frac{dk}{\pi} \frac{d\delta(k)}{dk} e^{-\lambda^2 k^2/2\pi} \quad (2)$$

$$\varepsilon_{int} = \frac{3nK_B T}{2} (n\lambda^3) \left[-\frac{b_2}{\sqrt{2}} + \frac{\sqrt{2}}{3} T \frac{\partial b_2}{\partial T} \right] \quad (3)$$

横軸が相互作用エネルギーであり、縦軸は磁場のフェッシュバツハ共鳴からの離調である。これは [7] に則り、高温極限での大分配関数を式 (1)(2) のように記述し (z はフガシティーであり、 λ は熱的ド・ブロイ波長)、そこからある密度での 1 原子あたりの相互作用エネルギーを式 (3) のよ

⁶ そんなにあるとは思っておらず、160G を超えるような高磁場側のデータはそこまでとっていなかった。細かい解析をしてそのことに気付いたのは測定後なのである

うに求め、さらにトラップ形状による密度の不均一を積分して算出している⁷。図 7 と図 6 を見比べてみると、エネルギーシフト量はおよそ 1kHz 程と一致しているが、シフトしている磁場領域がかなり異なっていることがわかる。理論計算では、0～40mG の磁場領域で相互作用エネルギーがあるのに対し、測定値では 1G 程度まで離れてもシフトした量が 0 に戻らない。これは非常に不可解である。

測定精度に不安があること、及び見えているエネルギーシフトに定量的な問題があることから、現段階ではこの結果をもって p 波相互作用エネルギーを測定出来たとは言いがたい。

この結果から p 波相互作用エネルギーを測定するためには測定精度、つまり磁場の決定制度を向上させなければならないことがわかった。

2.2 $|1\rangle - |2\rangle p$ 波相互作用エネルギーの測定

$|1\rangle - |2\rangle p$ 波相互作用エネルギー測定の方法は $|1\rangle - |1\rangle p$ 波の時と基本的には同じである。エネルギー準位の相互作用によるシフトを RF 遷移周波数のズレによって観測する。ただ、実際の測定の方法は少し異なる。 $|1\rangle - |2\rangle$ の混合気体は極低温だと $|1\rangle - |2\rangle s$ 波相互作用のみが残る。この混合気体を $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバツハ共鳴に持って行くとそこには $|1\rangle - |2\rangle p$ 波相互作用と $|1\rangle - |2\rangle s$ 波相互作用が存在する。それに対し、 $|2\rangle$ のみの原子気体には相互作用は存在していない。よってその両者の $|2\rangle - |3\rangle$ RF 遷移周波数の差をとれば、それは $|1\rangle - |2\rangle p$ 波若しくは $|1\rangle - |2\rangle s$ 波相互作用である。(図 8 参照)

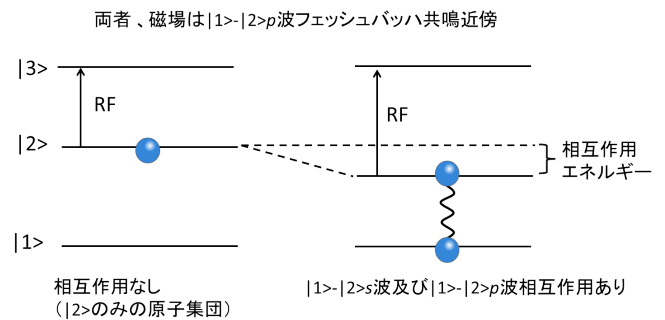


図 8: RF 分光による $|1\rangle - |2\rangle p$ 波相互作用測定の方法

さらに、この測定を $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバツハ共鳴の磁場とそうでない磁場で行い、図 8 の RF 遷移周波数差の違いが生じていた場合は、 $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバツハ共鳴の磁場で測定した RF 遷移周波数の差には $|1\rangle - |2\rangle p$ 波相互作用エネルギーが含まれていることになる。 $(|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバツハ共鳴の幅は 100mG 程度であるのに対し、 $|1\rangle - |2\rangle s$ 波相互作用は 100mG 程度の違いではほとんど変

⁷ 但し、cross beam trap のトラップポテンシャルを理論的に記述することは困難なため single beam trap のトラップポテンシャルを用いて算出した。

わらない。つまり 100mG 程度変えただけで、 $|1\rangle - |2\rangle$ の混合気体と $|2\rangle$ のみの原子気体との RF 遷移周波数の差に違いが出ていたら、それは $|1\rangle - |2\rangle$ p 波相互作用エネルギーの有無による違いが見えているということである。図 9 参照) このようにして $|1\rangle - |2\rangle$ p 波相互作用エネルギーを測定する。

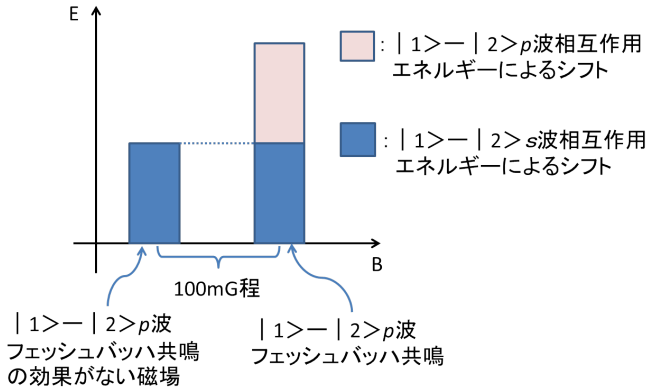


図 9: RF 分光による $|1\rangle - |2\rangle$ p 波相互作用測定の実理 2

2.2.1 実験セットアップ

実験セットアップについては 2.1.1 節とほとんど変わらないのでそちらを見て欲しい。変わっていることと言えば、トラップをがクロスビームトラップではなくシングルビームトラップを用いていること⁸と $|2\rangle$ のみの原子気体が欲しい時に blast する原子が $|1\rangle$ の原子になったことぐらいである。

2.2.2 測定

2.2.1 節のようにして用意した $|1\rangle - |2\rangle$ の混合気体や $|2\rangle$ のみの原子気体に対し、 $|2\rangle - |3\rangle$ の遷移を起こすような RF を 50ms 間照射した。その後、トラップから解放し、四重極磁場を数 ms 印加することによって原子集団に磁場勾配を経験させ、準位ごとに異なる集団速度を持たせる。さらに数 ms 自由に解放させた後、 $|1\rangle|2\rangle|3\rangle$ のどれもが共鳴するような光でイメージングをした(その結果を図 10 に示す)。すると準位によって空間的に分離することが出来る⁹。始め、 $|3\rangle$ には population がなく、 $|2\rangle - |3\rangle$ の遷移が起きると $|3\rangle$ に population が生まれるので、 $|3\rangle$ の数を (規格化のためにそれを $|1\rangle + |2\rangle$ で割った値) もって RF 遷移強度とした。

そして、 $|1\rangle - |2\rangle$ の混合気体の時と $|2\rangle$ のみの原子気体の時とでの RF 遷移周波数の違いを測定した。さらに、その測定をフェッシュバツハ共鳴 (ロスの立ち上がりの点) +40mG

⁸特に意味はない。単純に、クロスビームトラップを用いた方が良くない気がしたのがこの実験をした後であったためである。

⁹いわゆるシュテルン・ゲルラッハ測定である。

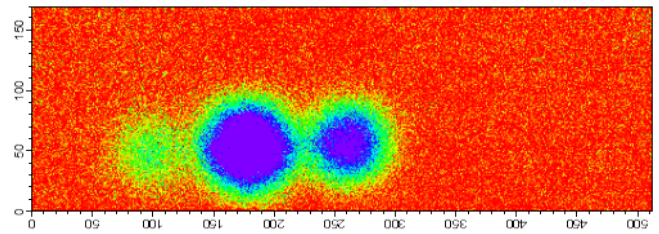


図 10: シュテルン・ゲルラッハ測定 (左から順に $|3\rangle|1\rangle|2\rangle$ の原子集団である)

の磁場 ($|1\rangle - |2\rangle$ p 波の引力相互作用が期待される磁場) と -50mG の磁場 ($|1\rangle - |2\rangle$ p 波の相互作用は限りなくゼロに近い磁場) の二点について行った。図 11・12 はその結果である。

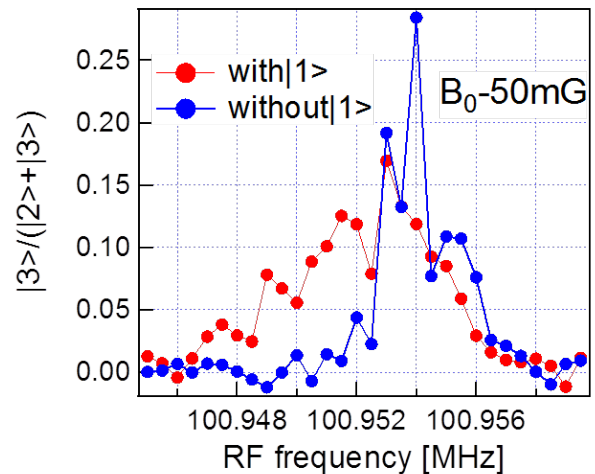


図 11: RF スペクトル ($B_0 = 50mG$)

図 11 では $|1\rangle - |2\rangle$ p 波相互作用はないはずであり、赤いデータ点 ($|1\rangle - |2\rangle$ の混合気体) と青いデータ点 ($|2\rangle$ のみの原子気体) の違いは、そこに s 波相互作用があるか無いかである。図 11 から s 波相互作用があるとスペクトルが低周波数側にシフトするということが分かる。

図 12 では図 11 の状況に加えて、 $|1\rangle - |2\rangle$ p 波の引力相互作用の有無 (赤いデータ点是有り、青いデータ点は無し) も関わってくる。図 12 では相互作用があるとスペクトルはわずかに高周波数側にシフトしている。

図 11 と図 12 を合わせて考えると、「 s 波相互作用があるとスペクトルが低周波数側にシフトするはずなのに、 p 波フェッシュバツハ共鳴によって $|1\rangle - |2\rangle$ p 波相互作用を増大させたことによってスペクトルが高周波数側にシフトした。」という風に考察することが出来る。本当にそうだろうか? $|1\rangle - |2\rangle$ p 波の引力相互作用によって $|2\rangle$ の準位が下がったならば、 $|2\rangle - |3\rangle$ RF 遷移周波数が余分に必要になるため、RF 遷移周波数は高周波数側にシフトするはずである。得られた結果はその点についても矛盾しない。

しかし、この考察には多くの仮定が含まれている。まず

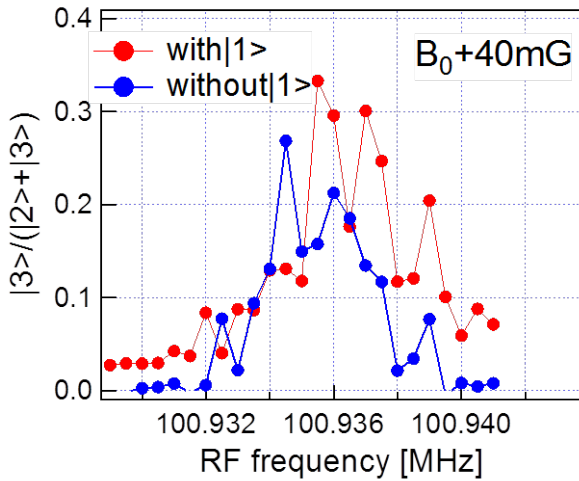


図 12: RF スペクトル ($B_0 + 40mG$)

第一に $|3\rangle$ には相互作用エネルギーによるシフトが存在しないとしている。実はそんなことはない。始め $|3\rangle$ がなくとも $|1\rangle$ が存在すれば $|1\rangle - |3\rangle$ の相互作用によって $|3\rangle$ の準位はシフトしているはずである。しかし、これについては図 11 にも図 12 にも赤いデータ点には効果が乗っている。その上で図 12 において図 11 でシフトしている方向とは逆方向にシフトしたのだから、結局この考察は崩れない。

第二に、遷移することで生まれた $|3\rangle$ と $|2\rangle$ は相互作用しないとしている。実はこれに関してはどちらもとも言えない。本来、 $|2\rangle - |3\rangle$ の RF を照射している時は、 $|2\rangle$ と $|3\rangle$ が RF によって混ぜられている状態であって、そこには $|2\rangle$ という状態も $|3\rangle$ という状態も存在しないのだ。だから $|2\rangle - |3\rangle$ の s 波相互作用なんてものは存在し得ない。しかし、実際の実験では $|2\rangle - |3\rangle$ の RF を照射している間にデコヒーレンス (位相緩和) を起こしている可能性がある。デコヒーレンスした原子は正真正銘の $|2\rangle$ 若しくは $|3\rangle$ なのであるから、 $|2\rangle$ と $|3\rangle$ は相互作用するはずである。我々の実験ではデコヒーレンスタイムをまだ調べていないため、 $|2\rangle$ と $|3\rangle$ が相互作用しているかどうかは分からない。また、デコヒーレンスがあったとしても、ある時間ではある数の原子がデコヒーレンスしていて、測定結果はそれによる影響を時間で積分した値となるので、定量的な評価は難しくなるだろう。

第三に、RF を照射している時も $|1\rangle$ と $|2\rangle$ が相互作用するとしていることである。上記の話から RF を照射している時は $|2\rangle$ という状態は存在していない可能性があることが分かるだろう。では $|1\rangle$ と $|2\rangle$ と $|3\rangle$ が RF によって混ぜられている状態が相互作用しているのだろうか？その散乱長はいくつとすればよいのだろうか？この疑問については勉強不足で答えることが出来ないが、デコヒーレンスまで考えるとこの結果の取り扱いは非常に複雑になるということが分かっただろう。これは第一で述べた $|1\rangle - |3\rangle$ についても同様のことが言える。

さて、以上のことを踏まえると、この結果から $|1\rangle - |2\rangle$ の

波相互作用が測定出来た。」と断言してしまうのはいささか乱暴であると考ええる。しかし、前向きなデータが測定出来ていることは事実であり、これからデコヒーレンスタイムの測定などの検証実験を行うことで、見えているシフトが $|1\rangle - |2\rangle$ の p 波相互作用かどうかを検証出来ると考える。

3 まとめと展望

p 波フェッシュバツハ共鳴近傍において、 p 波相互作用エネルギーの測定を目指し、RF 分光を施した。結論から言うと、今回の測定で p 波相互作用を観測したと確認付けるデータはとれなかった。もしかすると、とれているのかもしれないが、確認付けるには如何せん測定精度が悪く、とれたデータに自信が持てない。さらに解析方法にも自信がなく、この結果から p 波相互作用を測定できたとは言い難い。

今後は測定値のゆらぎの最も大きな要因となっている磁場ゆらぎに対して対策を施していきたいと思っている。

参考文献

- [1] Qijin Chen, et al., **BCS-BEC crossover: From High Temperature Superconductors to Ultracold Superfluids**, arXiv:cond-mat/0404274 (2004)
- [2] J. chang, et al. **P -wave Feshbach resonances of ultracold ${}^6\text{Li}$** , Phys.Rev.A, **70**, 030702(R) (2004)
- [3] Takuya Nakasuji, et al., **Experimental determination of p -wave scattering parameters in ultracold ${}^6\text{Li}$ atoms**, Phys.Rev.A, **88** 012710 (2013)
- [4] 中筋拓也, 極低温原子気体リチウムにおける p 波相互作用制御, 修士論文
- [5] C. Chin, et al., **Observation of the Pairing Gap in a Strongly Interacting Fermi Gas**, Science **305**, 1128 (2004)
- [6] T. -L. Ho et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 160404 (2004)
- [7] Kerson Huang, Statistical Mechanics,
- [8] Joseph Kinast, et al., **Heat Capacity of a Strongly Interacting Fermi Gas** Science **307**, 1296 (2005)
- [9] 稲田安寿, 極低温フェルミオン原子 ${}^6\text{Li}$ における s 波及び p 波対形成, 博士論文