

しょうとつ



**THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN**

原子衝突学会賛助会員(五十音順)

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド (IOP英国物理学会出版局) <http://journals.iop.org/>

Institute *of* **Physics**

アステック株式会社

<http://www.astechcorp.co.jp/>

ASTECH
CORPORATION

アドキャップバキュームテクノロジー株式会

<http://www.adcap-vacuum.com>

ADCAP

有限会社 イーオーアール

<http://www.eor.jp/>



Electronics Optics Research Ltd.

株式会社 オプティマ

<http://www.optimacorp.co.jp/>

Optima Corp.

カクタス・コミュニケーションズ株式会社

<http://www.editage.jp>
<http://www.cactus.co.jp>

ed|tage

Helping you get published

キャンベラジャパン株式会社

<http://www.canberra.com/jp/>



CANBERRA

クリムゾンインタラクティブプライベートリミテッド

<http://www.enago.jp/>
<http://ulatus.jp/>
<http://www.voxtab.jp/>

enago™

株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

<http://www.scilab.co.jp/>



株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

真空光学株式会社

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>



スペクトラ・フィジックス株式会社

<http://www.spectra-physics.jp/>



ソーラボジャパン株式会社

<http://www.thorlabs.jp/>



ツジ電子株式会社

<http://www.tsujicon.jp/>



株式会社東京インスツルメンツ

<http://www.tokyoinst.co.jp/>



株式会社東和計測

<http://www.touwakeisoku.co.jp/>



株式会社トヤマ

<http://www.toyama-jp.com/>



株式会社 ナバテック

<http://www.navatec.co.jp/>



仁木工芸株式会社

<http://www.nikiglass.co.jp/>



仁木工芸株式会社

TOM JARROW

伯東株式会社

<http://www.g5-hakuto.jp/>



Hakuto 伯東株式会社

丸菱実業株式会社

<http://www.ec-marubishi.co.jp/>

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

株式会社 ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション

<http://www.labo-eq.co.jp/>



しょうとつ

第9巻 第6号

目次

(シリーズ) 宇宙と原子	第四回	イオンと電子の再結合	市川 行和	... 5
		—宇宙には壁がない. 再結合の仕方に工夫が必要—		
(解説)	静周期場中を運動する原子の共鳴遷移		畠山 温	... 8
(原子衝突のキーワード)	ローミング経路		前田 理	... 17
(原子衝突のキーワード)	偏極原子		松尾 由賀利	... 18
(原子衝突の新しい風)			榎本 嘉範	... 19
「合同研究会:多価イオン衝突研究とその周辺」開催報告			山口 知子	... 20
原子衝突若手の会 第33回秋の学校開催報告			鈴木 亮平	... 20
国際会議参加報告(HCI2012に参加して)			藤田 奈津子	... 23
国際会議参加報告(参加会議:ICPA-16)			寺部 宏基	... 23
原子衝突学会運営委員選挙について			選挙管理委員会	... 24
第14回原子衝突学会若手奨励賞募集要項			庶務幹事	... 24
国際会議発表奨励事業に関するお知らせ			庶務幹事	... 25
「しょうとつ」原稿募集			編集委員会	... 25
今月のユーザー名とパスワード				... 26

「宇宙と原子」

第四回 イオンと電子の再結合

—宇宙には壁がない。再結合の仕方に工夫が必要—

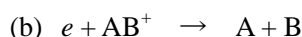
市川行和

yukitikawa@nifty.com

平成 24 年 8 月 27 日原稿受付

宇宙の大部分はプラズマ(電離気体)状態になっている。ただその電離度はさまざまで、きわめて低い(星間分子雲では 10^{-8} 程度)ところから、ほぼ 100 % になっているところまである。宇宙にあるイオンは主として二つの方法、すなわち①粒子衝突、または②光吸収で生成される。主流は光吸収(なにしろ光源は”星の数ほど“ある)だが、光はいったんイオン化を起こすと吸収されてそこから先へは届かない。ある程度密度の高い天体に外から光が当たってイオン化が起こるときには、その天体の中の方ではイオンができない。しかし宇宙には宇宙線(主として高エネルギーの陽子)が遍在しており、密度の高い星間雲などではこれによる電離が主となる。もちろん高温のプラズマでは電子衝突が電離の主流である。

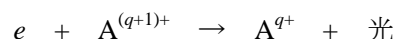
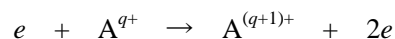
出来たイオンは自由電子と再結合して消える。その過程としては



(M は電子, 原子分子, 固体表面)

がある。地上の実験室では多くの場合、3 体衝突 (c) によりイオンは消える。しかも M は容器の壁や電極である。ただし、分子イオンの場合は解離性再結合 (b) が効率が良い。宇宙では密度が低いので 2 体衝突が主流で、(a) または (b) が起こる。特に原子イオンの場合は、光を出して再結合する放射再結合 (a) が主となる。そこで以下話を (a) に限ることとする。(b) も重要であるが文献を紹介するにとどめる [1]。

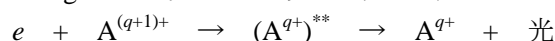
高温プラズマ中の多価イオンの生成・消滅を考える。イオンの生成は電子衝突によるとし、



をあらゆる価数のイオン A^{q+} について考え、そのつり合い(電離平衡)からイオンの価数分布を決めることができる。これによれば、プラズマの温度(正しくは電子温度)を決めると、どのような価数のイオンが最も多く存在するかがわかる。逆にどのイオンが多いかを観測で決めれば、プラズマの温度が決まる。これはプラズマの温度を知るもっとも簡便な方法である。このようにして太陽コロナの温度を決め、それが数百万度であることを初めて示したのは日本の天文学者宮本正太郎 [2] であった。第二次大戦中のことである。

1964 年 Seaton [3] は太陽コロナのスペクトルについて当時の成果をまとめた論文を書いている。その中で、鉄のイオンについて電離平衡の計算を行った。それによると、スペクトル線が観測されている Fe^{13+} の存在が最大になるのは電子温度(T_e)が 1.1×10^6 K であった。一方、スペクトル線のドップラー幅からそれを放出するイオンの熱運動の程度がわかり、イオンの温度(T_i)は 2.5×10^6 K と求められた。 T_e と T_i は必ずしも同じである必要はないが、その場合には違う理由を探さねばならない。Seaton はイオンが巨視的に運動(流れ)しているとした。それに対して Burgess は、以前から指摘されていた共鳴状態を経由する放射再結合を考慮することでこの問題を解決できると考えた。それにより再結合が増加し、つり合いをとるためには電離も増えなければならない。平衡温度は高くなければならない。

Burgess が考えたのは次のような過程である



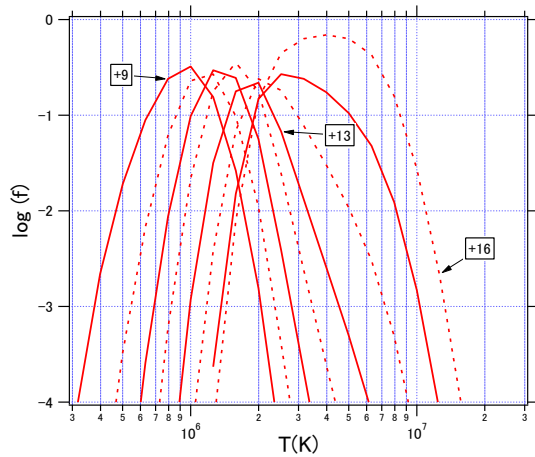


図 1: 文献 [5] で計算されている鉄イオンの分布 (対数目盛) を, 9 価から 16 価まで図にしたもの. 見やすいように実線と点線を交互に使ってある. 横軸は電子温度.

中間の状態 (A^{q+})** は, たとえば $A^{(q+1)+}$ の励起状態に電子が 1 個捕まてできる 2 電子励起状態で, エネルギー的に不安定で寿命が有限である. 入射電子のエネルギーがある特定の値のときにこのような共鳴過程が実現し, 一般に再結合が加速される. この再結合は放射再結合の一種であるが, 少なくとも 2 個の電子がその状態を変える必要があるので, 特に「2 電子性再結合 (Dielectronic Recombination, DR)」と呼ばれている. Burgess [4] は簡単な計算で Fe^{13+} について DR を見積もった. それを考慮すると Fe^{13+} が最大になる電子温度は約 2 倍に大きくなった. 図 1 は最近の電離平衡の計算結果 [5] である. これによると, Fe^{13+} の割合が最大になる電子温度は 2×10^6 K である, 現在ではプラズマ中の DR の寄与は確立されており, それなしでは電離平衡を議論することはできない. 宇宙プラズマにおける研究がきっかけとなって新しく見出された原子過程の一つである.

このように DR はプラズマ(特に, 高温・低密度のプラズマ)中のイオンの振る舞いを知るには不可欠である. しかし, 実験で定量的に調べることは困難であった. 1990 年に書かれたプラズマ中の原子過程についての解説 [6] でも「DR は本質的に共鳴過程であり, 入射電子のエネルギーや中間状態の性質にきわめて敏感に依存する. 物理的な興味から理論的・実験的な研究が多数

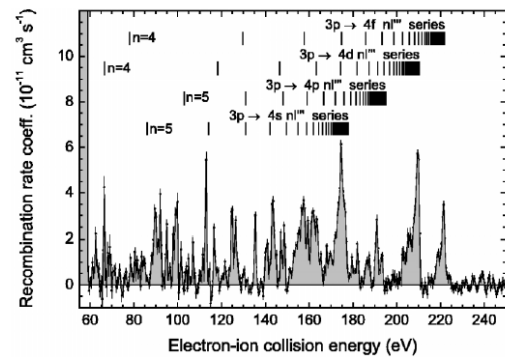
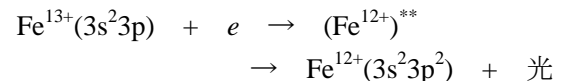


図 2: Fe^{13+} の再結合係数. イオン蓄積リング TSR による測定値, 共鳴準位の位置を縦線で示してある. 文献 [8] よりアメリカ天文学会の許可を得て転載.

行われているが, 実用に耐える信頼度の高いデータを得るまでにはまだいたっていない」と記されている. しかしイオン蓄積リングが使えるようになって事態は大きく改善された [7]. すなわちイオン蓄積リングを使うことで高感度・高分解能の測定が可能となり, DR 速度係数の定量的なデータが手に入るようになったのである. 以下, 最近の例を紹介する.

次のような DR 過程を考える.



上記のように(図 1) Fe^{13+} の割合が最大となるのは電子温度が 2×10^6 K (= 172 eV) のときである. そこで数百 eV の電子による衝突が重要となる. Schmidt ら [8] はハイデルベルクにあるイオン蓄積リング TSR を用いて実験を行った. 図 2 には電子エネルギーが 60 - 240 eV の場合の結果が示されている.

これらは共鳴状態 $3s^24lnl'$ などを経由するものである. しかし電子エネルギーが低いところにも多数の共鳴準位がある. たとえば $3s \rightarrow 3p$ 励起したイオンに電子が捕獲されてできる $3s3p^2nl$ 状態や, 上記の $3s^24lnl'$ でも n が小さい場合などではエネルギーの低いところに共鳴がある. そこで Schmidt らは 0-260 eV の範囲で DR を測定した. 得られた断面積を電子のエネルギー分布で平均して, プラズマ中の再結合係数を求めたのが図 3 である. この場合には温度の低いところで DR 速度係数がきわめて大きくなる. これ

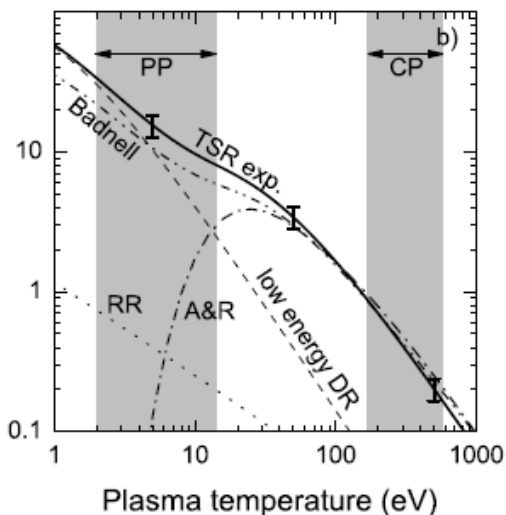


図 3: Fe^{13+} のプラズマ中での再結合係数. 縦軸の単位は $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. 図中の RR は直接放射再結合, A&R は文献 [5] に掲載されている推奨値. Badnell は計算値である. PP, CP はそれぞれ光電離, 電子衝突電離によるプラズマの場合に Fe^{13+} が存在するおよその温度範囲を示す. 文献 [9] より転載.

はこの系では低エネルギーの共鳴準位が多いことに起因する. 従来低温では共鳴を考慮しない直接放射再結合(図の RR)が支配的だと考えられていた. しかし今の場合には低温でも DR が圧倒的に大きい.

これまで高温プラズマでの使用を目的として DR 速度係数の推奨値が作られてきた. その一つが図の A&R である. 図からわかるように, 高温では問題ないが低温ではまったく役に立たない. 一般に光電離によるプラズマは温度が低い. それへの応用のためにはここで紹介したような低エネルギーまで考慮した実験が必要である [9].

参考文献

- [1] A.I. Florescu-Mitchell and J.B.A. Mitchell, Phys. Rep. **430**, 277 (2006) .
- [2] S. Miyamoto, Pub. Astron. Soc. Jpn. **1**, 10 (1949). 1943 年に天文・宇宙物理学彙報に和文で発表したものを戦後英語にしたもの.
- [3] M.J. Seaton, Planet. Space Sci. **12**, 55 (1964).

- [4] A. Burgess and M.J. Seaton, Mon. Not. R. Astron. Soc. **127**, 355 (1964).
- [5] M. Arnaud and J. Raymond, Astrophys. J. **398**, 394 (1992).
- [6] 市川行和, 核融合研究 **64**, 496 (1990).
- [7] G. Kilgus et al., Phys. Rev. A **46**, 5730 (1992).
- [8] E.W. Schmidt et al., Astrophys. J. **641**, L157 (2006).
- [9] S. Schippers, J. Phys.: Conference Ser. **163**, 012001 (2009).

[付記] 本誌第 9 巻第 5 号の「原子衝突のキーワード」欄に「2 電子性再結合」の記事がある.

静周期場中を運動する原子の共鳴遷移

畠山 温

東京農工大学 工学府物理システム工学専攻 〒184-8588 東京都小金井市中町 2-24-16

hatakeya@cc.tuat.ac.jp

平成 24 年 9 月 30 日原稿受付

周期ポテンシャル中の運動によって引き起こされる原子の内部状態の共鳴遷移現象を、低速の原子に対して研究している。速度 1 km/s 程度のルビジウム原子ビームを周期 1 mm 程度の周期磁場に通すことによって、周波数 1 MHz 程度の原子スピン磁気共鳴遷移を引き起こした。この実験は、従来のコヒーレント共鳴励起実験の低エネルギー領域への拡張と見なすことができる。この実験系を用いて、原子と周期場の相互作用時間で原理的に決まる広がりとはほぼ同じ幅を持つ鋭い共鳴線を得ることができた。さらに、原子スピンのコヒーレントな制御を実証することもできた。

1. はじめに

レーザーやマイクロ波などの電磁波を使って、原子の内部状態や運動状態を高度に制御し、そして精密に観測することは、現代物理学において極めて強力な実験手法であり、多くの研究者にとってなじみ深いものである。そこでは（光の速さに比べるとほぼ）止まっている原子に対して、（古典的な描像では）周期的に振動する電磁波を照射する。それでは発想を逆転して、空間的な周期が a である周期静電場あるいは静磁場中を速度 v で原子が通過したらどうなるであろうか（図 1 参照）。単純に考えて、原子は自分が運動することによって周波数 v/a で時間的に振動する場を感じるため、その振動数が遷移周波数に一致した時に、あたかも電磁波を照射されたかのように共鳴遷移を起こすはずである。この逆転の発想は、役に立つかどうかは別にして、研究者にコロンブスの卵的な驚きを与える

のではないだろうか。かくいう筆者もその驚きを感じた 1 人である。

ただ、この共鳴現象が熱心に研究されてきたのは、結晶中を通過する高速イオンビームの系のみである。この現象は、1965 年に V. V. Okorokov によって予言された [1]。実験的実証が広く認められたのはそれから 10 年以上たった 1978 年の S. Datz らの論文である [2]。以後、この現象は、その論文にちなんで Resonant Coherent Excitation (RCE)、日本語ではコヒーレント（あるいは干渉性）共鳴励起、と一般的に呼ばれて研究が行われてきている。比較的長い研究の歴史があるが、最近になって、光速近くまで加速された重イオンビームを使った実験におけるいくつかのブレークスルーにより、X 線領域（エネルギーでいうと keV 程度）でのユニークな原子分光法や原子操作方法として注目されるようになってきた。最近の進展については中野らのレビュー [3, 4] に詳しいのでそちらを参照されたい。

さて、上に述べた共鳴現象の原理は極めて一般的なものであり、高速イオンビームと結晶は必須なものでは全くない。原子が感じる場の振動数はビームの速度と場の周期により自由に

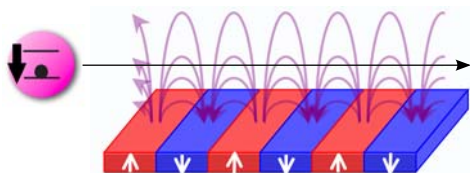


図 1: 静周期場中を通過する原子のイメージ図

変えることができる．実際，提唱者の Okorokov も RCE を幅広いエネルギー領域で利用できる新しい分光法として捉えていたことが，本人の口頭発表資料から見受けられる [5]．我々は，この共鳴現象をもっと低速の原子で研究する意義があると考えて実験を行ってきている．その意義は後述するが，我々の行った実験は上記の高エネルギー実験の対極の低エネルギー実験で，共鳴周波数は 1 MHz のオーダー（エネルギーにすると neV）である．余談であるが，この低エネルギーへの展開の論文 [6] を読んで，Okorokov はたいへん好意的な感想を持っていた，ということを知った [7]．

さて，我々の考える低エネルギー実験の意義についてであるが，我々は，有用な応用が単なる分光を超えた原子操作に見出されるのではないかと期待している．それを議論するにあたり，この共鳴現象の基本的な特徴の 1 つを考えてみたい．それはこの共鳴についてもう少し考えてみると思い浮かぶ疑問で，「この共鳴遷移の際のエネルギーはどこから供給されるのか」ということである．電磁波を照射された場合は，原子の励起エネルギーは光子の吸収によって得られる，というのが通常の直感的理解である．それでは今回の共鳴の場合はどうなのであろうか．答えは「自分自身の運動エネルギーから供給される」である．この時の運動量の変化は，場の周期の逆数のプランク定数倍であり小さいが，レーザー冷却などで得られる低速原子と，微細加工技術などで作る μm あるいは nm オーダーの微小周期の系では，顕著にその効果が出るはずである．

本解説記事では，このアイデアを 1 つの指針として我々が進めている，RCE 研究の低エネルギー領域への展開を紹介する．現在の原子冷却技術と微細加工技術の組み合わせを用いれば，高速イオンビームと結晶の系ではできなかった RCE の基本的性質の実証をしつつ，新しい原子の操作技術としての応用につなげられるのではないかと期待をしている．今回紹介するのは冷却原子を用いた実験ではないが，従来の

RCE 実験に比べると，原子速度 1 km/s 程度，場の周期 1 mm 程度，従って共鳴周波数 1 MHz 程度の遷移を利用する，かなりの低エネルギー実験である．具体的には，周期的な磁場中におけるルビジウム (Rb) 原子基底状態の磁気サブレベル間の磁気共鳴遷移を扱っている．低エネルギー実験の利点として，電磁波を使った通常の共鳴遷移との比較が容易であることが挙げられる．本記事では，電磁波を使った共鳴遷移の大きな 2 つの特徴，すなわち鋭い共鳴と原子状態のコヒーレント制御，が静周期場を使った共鳴でも達成できるという実験結果を述べる．そのほかに，静周期場中の原子の共鳴を記述する理論も紹介する．原子運動状態の操作法への展開も含めた今後の展望にも最後に触れたい．

なお我々は，この共鳴現象を，結晶とイオンビームの実験で用いられていた RCE という呼び名より一般的な意味を込めて，運動誘起共鳴 (Motion-Induced Resonance) と呼んだりしている．その呼び名も以下用いる．

2. 周期ポテンシャル中の粒子の共鳴遷移の理論

この節では，文献 [8] に従い，周期ポテンシャル中に置かれた原子の状態の時間発展を取り扱う．紹介する手法は，原子共鳴周波数に近い光の定在波による原子波の散乱を取り扱った理論 [9] にならったものである．この節で紹介するように，RCE は，回折現象とともに起こる内部状態の遷移（あるいは原子の内部状態の遷移とともに起こる回折現象）をとらえることができる．なおここで考えているのは，透過型回折格子による原子ビーム回折実験 [10] などとは異なり，周期ポテンシャルが原子並進運動に直接与える擾乱は小さく，内部状態の遷移と関連しない回折過程は無視できる場合であることを注意しておく．

2 準位原子が 1 次元周期ポテンシャル中にある系を考える．ハミルトニアンは，

$$H = H_0 + V \quad (1)$$

のように2つに分けられる． H_0 は，原子の内部状態と並進運動状態を記述する次のようなハミルトニアンである．

$$H_0 = \hbar\omega_{21}|2\rangle\langle 2| + \frac{p^2}{2m}. \quad (2)$$

ここで p は原子の並進運動量 (演算子)， m は原子の質量である． $\hbar\omega_{21}$ は内部状態 $|1\rangle$ と $|2\rangle$ 間のエネルギー差で，基底状態 $|1\rangle$ のエネルギーは 0 としてある． V は原子と周期場の相互作用を表す．ここでは，状態 $|1\rangle$ と $|2\rangle$ についての行列要素が 0 でない周期ポテンシャルを考えており，周期を $a = 2\pi/q$ として次のように書ける．

$$V = \hbar\Omega(|2\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 2|) \cos(qx). \quad (3)$$

Ω はいわゆるラビ周波数で，ここでは正の値としている (一般性は失わない)．

計算で用いる基底は H_0 の固有状態で，それを $|j, k\rangle$ と表すことにする． $j (= 1, 2)$ は原子の内部状態を表し， $\hbar k$ は原子の並進運動量である．相互作用ハミルトニアン V のこの基底での行列要素は，

$$\begin{aligned} \langle j', k' | V | j, k \rangle &= \frac{\hbar\Omega}{2} \quad (\text{for } j' \neq j, k' = k \pm q), \\ &= 0 \quad (\text{otherwise}). \end{aligned} \quad (4)$$

である．つまり，場の周期性により， q だけ異なる波数を持つ並進運動量固有状態間でのみ行列要素が 0 でない．

原子状態の時間発展を調べていく．初期状態は $t = 0$ で $|1, k_0\rangle$ (基底状態，並進運動量 $\hbar k_0$) であるとする．時刻 t での状態ケットは， n を整数として，一般的に次のように書ける．

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \exp\left(-i\frac{\hbar k_0^2}{2m}t\right) \\ &\times \sum_n (C_{1,n}(t)|1, k_0 + nq\rangle + C_{2,n}(t)|2, k_0 + nq\rangle). \end{aligned} \quad (5)$$

確率振幅 $C_{j,n}$ は，初期条件より $t = 0$ では $C_{1,0} = 1$ 以外は 0 であり，その他の時間でも， V の行列要素の性質より，

$$\begin{aligned} C_{1,n} &= 0 \quad (n \text{ が奇数}), \\ C_{2,n} &= 0 \quad (n \text{ が偶数}) \end{aligned} \quad (6)$$

である．この状態ケットをシュレーディンガー

方程式に代入すると，確率振幅についての次の式が得られる．

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{1,n}}{\partial t} &= -i \left(\frac{\hbar k_0 q}{m} n + \frac{\hbar q^2}{2m} n^2 \right) C_{1,n} \\ &\quad - i \frac{\Omega}{2} (C_{2,n+1} + C_{2,n-1}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{2,n}}{\partial t} &= -i \left(\omega_{21} + \frac{\hbar k_0 q}{m} n + \frac{\hbar q^2}{2m} n^2 \right) C_{2,n} \\ &\quad - i \frac{\Omega}{2} (C_{1,n+1} + C_{1,n-1}). \end{aligned} \quad (8)$$

小さい $|n|$ について書き下してみると，

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{1,-2}}{\partial t} &= i \left(\frac{2\hbar k_0 q}{m} - \frac{2\hbar q^2}{m} \right) C_{1,-2} \\ &\quad - i \frac{\Omega}{2} (C_{2,-1} + C_{2,-3}), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{2,-1}}{\partial t} &= -i \left(\omega_{21} - \frac{\hbar k_0 q}{m} + \frac{\hbar q^2}{2m} \right) C_{2,-1} \\ &\quad - i \frac{\Omega}{2} (C_{1,0} + C_{1,-2}), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial C_{1,0}}{\partial t} = -i \frac{\Omega}{2} (C_{2,1} + C_{2,-1}), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{2,1}}{\partial t} &= -i \left(\omega_{21} + \frac{\hbar k_0 q}{m} + \frac{\hbar q^2}{2m} \right) C_{2,1} \\ &\quad - i \frac{\Omega}{2} (C_{1,2} + C_{1,0}). \end{aligned} \quad (12)$$

左辺にでてくる $C_{j,n}$ と同じ $C_{j,n}$ の右辺における係数は， H_0 の固有状態 $|1, k_0\rangle$ と $|j, k_0 + nq\rangle$ のエネルギー固有値の差に相当するものであることを注意しておく．ここで式 (10) の右辺 $C_{2,-1}$ の係数 $\omega_{21} - \hbar k_0 q/m + \hbar q^2/(2m)$ が 0，つまり $|1, k_0\rangle$ と $|2, k_0 - q\rangle$ のエネルギー固有値が等しい時を考える (これは後でわかるが共鳴条件である)．この時，上記の連立方程式は次のようになる．

$$\frac{\partial C_{1,-2}}{\partial t} = i \left(2\omega_{21} - \frac{\hbar q^2}{m} \right) C_{1,-2} - i \frac{\Omega}{2} (C_{2,-1} + C_{2,-3}), \quad (13)$$

$$\frac{\partial C_{2,-1}}{\partial t} = -i \frac{\Omega}{2} (C_{1,0} + C_{1,-2}), \quad (14)$$

$$\frac{\partial C_{1,0}}{\partial t} = -i \frac{\Omega}{2} (C_{2,1} + C_{2,-1}), \quad (15)$$

$$\frac{\partial C_{2,1}}{\partial t} = -i \left(2\omega_{21} + \frac{\hbar q^2}{m} \right) C_{2,1} - i \frac{\Omega}{2} (C_{1,2} + C_{1,0}). \quad (16)$$

この連立方程式は複雑に見えるが， Ω が $2\omega_{21} \pm \hbar q^2/m$ に比べ十分小さい時，つまりおおざっぱにラビ周波数が遷移周波数に比べ十分小

さい時（原子と場の相互作用が弱い時），状態 $|1, k_0\rangle$ と $|2, k_0 - q\rangle$ の間で振動数 Ω のラビ振動をすることが（微分方程式を数値的に解くと明白に）わかる．したがって，上で課した条件 $\omega_{21} - \hbar k_0 q/m + \hbar q^2/(2m) = 0$ は，状態 $|1\rangle, |2\rangle$ 間遷移の共鳴条件であることがわかり，整理すると，

$$\nu_{21} = \frac{\omega_{21}}{2\pi} = \frac{\hbar}{m} \left(k_0 - \frac{q}{2} \right) \frac{q}{2\pi} = \frac{\bar{v}}{a} \quad (17)$$

である．ここで \bar{v} は原子の遷移前の並進速度 $\hbar k_0/m$ と遷移後の並進速度 $\hbar(k_0 - q)/m$ の平均である．遷移前後での速度変化が小さい場合は，この式は，原子の古典的な運動を考えて直感的に導かれる共鳴周波数である v/a と近似できる．本記事で紹介する実験は遷移前後での速度変化が小さいため共鳴周波数は v/a として問題ない．ただし，場の周期を小さくしたり冷却原子を使って原子の速度を遅くしたりすると，遷移に伴う速度変化が相対的に大きくなるため，共鳴周波数は \bar{v}/a としなくてははいけない．

また，原子と周期場の相互作用が強くなりラビ周波数が高くなるなどして今回の近似 $\Omega \ll 2\omega_{21} \pm \hbar q^2/m$ が成り立たなくなると，ほかの運動量状態の確率振幅が無視できなくなるくらい大きくなることに注意したい．これは回折現象の視点からいうと，高次の回折パターンが現れてくるということである．

最後に，この共鳴条件は，実はエネルギー保存則で直感的に理解できることを指摘しておく．次の式の左辺が励起前，右辺が励起後の原子内部状態 + 並進運動状態のエネルギーである．

$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} = \hbar\omega_{21} + \frac{\hbar^2(k_0 - q)^2}{2m}. \quad (18)$$

この式を整理すると式 (17) になる．この式の意味するところは，内部状態の励起が並進運動エネルギーの減少でまかなわれている，ということである．

3. 実験

3.1 実験方法

前例がない新しい研究のため，まずはどの

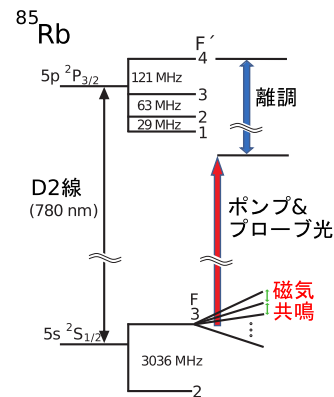


図 2: ^{85}Rb 原子の関連するエネルギー準位の図

ような手法で実験を行うかというところから考えていく必要があります，それが研究の面白みでもある．分子なども含めて検討した結果，我々にとってなじみのあったアルカリ金属原子とレーザーを利用した磁気共鳴実験の選択に落ち着いた．そして実験の容易さを考えて，比較的大きな周期を使う実験から開始した．まず行った実験は，1 mm 周期で配列した電流導線により，極薄型の Rb 蒸気セルに外部から周期磁場をかけるという，簡便だがやや技巧的なものであった [6, 8]．本記事では，オープンからの漏れ出し Rb 原子ビームを，周期 1 mm 程度の周期配列導線が作る立体的な周期磁場（以後，磁気格子と呼ぶ）の中に通すタイプの実験 [11, 12] について説明する．これらの実験では，通過時間で原理的に決まる鋭い共鳴 [11] と，コヒーレントなラビ振動（厳密にいうとスピンの章動） [12] が観測された．

個々の実験結果について述べる前に，ここでは，両方に共通する実験方法を説明する．オープンから漏れ出てきた Rb 原子蒸気はコリメートされてビームとなり，磁気格子に入射してくる．原子ビームは熱的に広い速度分布を持っているが，対向するレーザー光で観測することにより，ある速度を持った原子集団のみをドブブラー効果で選択することができる．実験では，天然存在比の高い ^{85}Rb を選び，円偏光レーザーの照射で光ポンピングすることにより，基底状態の微細構造準位の 1 つ $F = 3$ 準位の磁気サブレベル間での原子占有数の偏りを作る（関連す

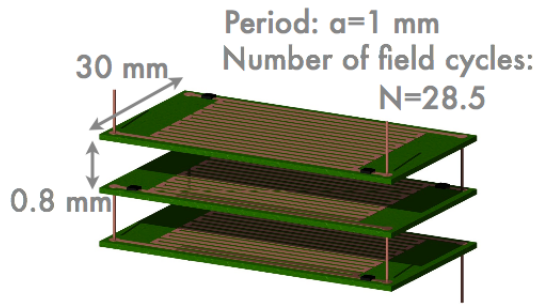


図 3: 磁気格子を作るためのプリント基板の積み重ね

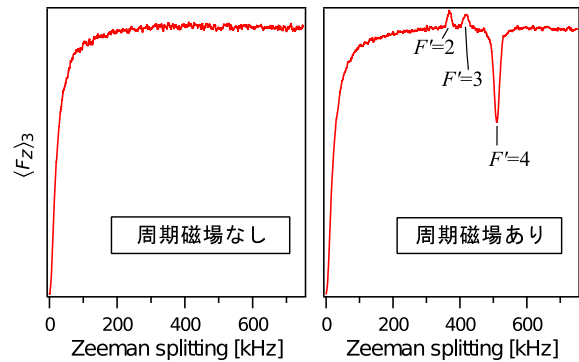


図 5: 縦磁場を掃引して得た磁気共鳴スペクトル

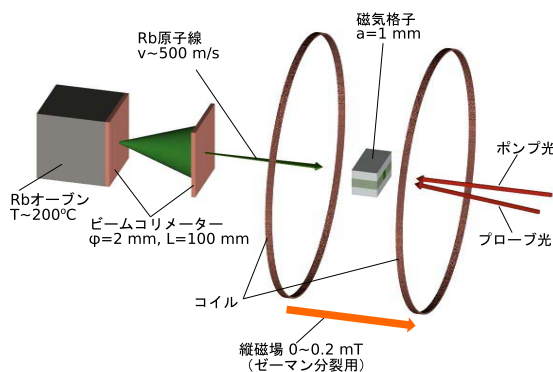


図 4: プリント基板型磁気格子実験のセットアップの概念図

るエネルギー準位は図 2 参照). このスピン偏極した状態の Rb 原子は, 共鳴条件を満たすと, 磁気格子中において磁気サブレベル間で遷移を起こす. この遷移はレーザーの吸収により光学的に観測できる. この実験方法は, いわゆる光磁気二重共鳴 (あるいは光検出磁気共鳴) と呼ばれる手法である. 実験では ^{85}Rb の D_2 遷移の中の $F = 3 \rightarrow F' = 4$ 遷移を使っていて, 基底状態 $F = 3$ 準位にいる原子の角運動量の z 成分 (磁気サブレベルのゼーマン分裂を起こす縦磁場方向成分) の期待値 (グラフでは $\langle F_z \rangle_3$ と表記) を測定している. この実験では場の周期は固定なので, 原子速度 (すなわちレーザー周波数の原子遷移周波数からの離調) と磁気サブレベル間の間隔 (すなわち外部縦磁場) を調節することによって共鳴条件を満たすことができる.

3.2 鋭い共鳴

1 つめの実験では, 鋭い共鳴スペクトル線を得ることを目的とした. これは, 電磁波を使った共鳴遷移の大きな特徴の 1 つであり, それを意識したものである. 磁気格子の周期 a は $a = 1.00$ mm で, プリント基板上で往復を繰り返す周期的な配線を通る電流によって作った. 原子の感じる周期の数は約 28 周期である. プリント基板は図 3 に示すように原子の通る隙間を空けて 11 枚積み重ね, より多くの原子が周期磁場と相互作用できるようにした. 原子ビームは十分コリメートされているため, いったん基板間の隙間に入った原子は基板にぶつからずに通抜けると考えて良い. 実験セットアップの概略は図 4 に示してある.

この実験系で, 縦磁場を掃引, すなわちゼーマン分裂の幅を掃引して測定した共鳴スペクトルが図 5 に示してある. 図の縦軸の値は先に述べたスピン偏極 $\langle F_z \rangle_3$ である (厳密にいうと少し違うが, それについては後述). この測定の際に選択している原子速度は $v = 512$ m/s である. プリント基板に電流を流さず周期磁場がない場合は, ゼーマン分裂が 0 (すなわち外部縦磁場が 0) の時以外は偏極は崩れていない. ゼーマン分裂 0 において観測されている偏極の崩れは残留 DC 横磁場によって引き起こされるものである. それに対して, 周期磁場をかけた時は鋭い変化が現れる. 図で $F' = 4$ と示してあるディップが, $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の光学遷移を使って観測

している信号である．原子速度が 512 m/s，周期 1 mm なのでゼーマン分裂 512 kHz において磁気共鳴条件が満たされるため偏極が崩れ，それが信号のディップとして表れている．

この大きな信号のほかに， $F' = 2, 3$ と示してある小さなピークがあるが，これらは $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$ の遷移を通して観測されている原子由来のものである．離調が異なるため原子の速度が 512 m/s とは異なり，異なるゼーマン分裂間隔において磁気共鳴を起こしている．信号の向きが違うのは，偏極がくずれた時のレーザーの吸収量の変化が $F = 3 \rightarrow F' = 4$ の遷移の場合と逆であるためであり，この光学遷移を使って測っているのは $\langle F_z \rangle_3$ とは厳密には異なる．

実験で得られた共鳴スペクトル線の幅は，最小 20 kHz (FWHM) であった．28 mm (周期 1 mm \times 28 周期) の相互作用長さによって原理的に決まる共鳴線幅(通過時間広がり)は 16.3 kHz と見積もられる．つまり，測定された線幅はおおよそこの原理的な線幅で決まっているといえる．原理的な線幅という意味を言い換えると，振動 rf 磁場を使った従来の分光法においても，この原子ビームと rf 磁場の相互作用長さが 28 mm である限りこれより細い線幅は原理的に得られない，ということである．従って，運動誘起共鳴によっても電磁波と同等の鋭い共鳴を引き起こすことができることを実証できたといえる．Ramsey 分光のように相互作用領域を離して 2 つ設置するような方法を用いれば，もっと狭い線幅を得ることも期待できる．

ただ，電磁波と同様のスペクトルが得られてはいるが，起こっている現象は異なることをもう一度思いおこす必要はある．特に，この共鳴は原子の速度に強く依存した共鳴遷移で，通常の rf 共鳴とは全く異なる．逆にいうと，この測定ではビームの速度を測っていると見なすこともできるだろう．

3.3 コヒーレント制御

次に我々が目指したのは，電磁波を使った共鳴のもう 1 つの大きな特徴であるコヒーレント

な原子状態操作である．ここで我々の使っている“コヒーレント”の意味は，状態の占有数だけでなく重ね合わせを含めて原子集団の状態を制御するということである．またも余談ではあるが，RCE の C である coherent のもとの論文 [2] での意味はここでの我々の用途とは異なる．論文では Datz らは，結晶中で並んだ原子による“coherent”な周期的摂動が励起を起こす，というような表現をしている．コヒーレントと聞いて何を思うかは研究分野や状況によってかなり違い，我々の研究発表の時にもしばしばそこでひっかかることがあった．閑話休題．

rf 振動磁場によるスピンの操作はよく知られた技術であり，操作対象としては今回のアルカリ原子の基底状態のスピンはふさわしいものである．しかし前出の磁気格子では，このコヒーレントな原子操作を行うにあたり，問題があらかじめ予想された．それは，原子ビームがプリント基板間を通り抜ける時の基板からの距離の違い(言い換えると磁気格子への入射位置)により，周期磁場振幅の大きさが異なってしまうことである．この違いがスピンのラビ振動周波数の違いを生み，原子集団全体で見た時に，原子系のコヒーレンスを悪くしてしまう．

実はこの問題を解くヒントは RCE 実験ですでに与えられていた [13]．前出のプリント基板の実験は，結晶とビームを使った実験でいうといわゆる“チャネリング”実験 [14] に相当する．伝統的な RCE 実験もチャネリング条件下で行われていて，原子の軌道ごとに結晶場との相互作用の強さが違うということは実験的にも認識されていた．しかし [13] の実験では，ビームにチャンネル面を斜めに横切らせることによってこの軌道依存性をなくすことに成功し，チャンネル時よりむしろ狭い共鳴線を得た．このアイデアを今回の我々の実験にも用いれば良いだろう，と考えた．

しかし，そのアイデアの意味するところは，実験的には，手軽なプリント基板を使うことができなくなるということである．検討した結果，粒子検出器の 1 つであるワイヤーチェンバーの

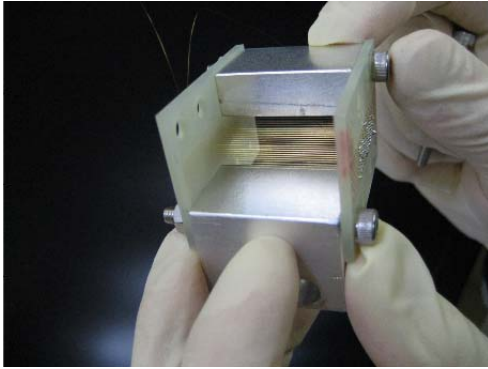


図 6: ワイヤーを張って作製した磁気格子発生装置

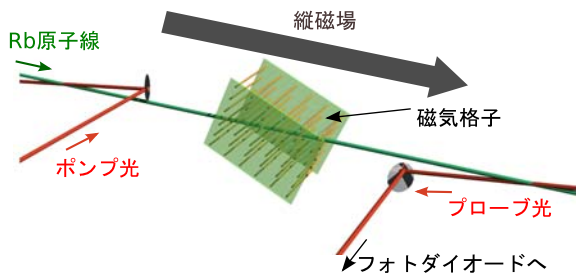


図 7: ワイヤーチェンバー型磁気格子実験のセットアップの概念図

ように、多数の導線を空中に張ることにした。ワイヤーチェンバーで用いられる金メッキタングステンワイヤー（径 $30 \mu\text{m}$ ）をひっぱり、両脇に立てたプリント基板の穴に一本ずつハンダ付けして作製した磁気格子生成器が、図 6 の写真のものである。ワイヤーの間隔は 1 mm で、我々の腕ではこの狭さが限界であった。隣り合うワイヤーに逆向きの電流が流れるようにしてあるため、磁気格子の周期は 2 mm である。原子が感じる周期の数は約 10 周期である。本解説記事のデータを取った磁気格子を作製するために使ったワイヤーの本数は 129 本である。

実験のセットアップは、レーザーの入射位置が多少違うものの、ほとんどプリント基板実験の場合と同じである（図 7 参照）。

この磁気格子に、角度 $1/10 \text{ rad}$ 、すなわち磁気格子中で“チャネリング面”を 2 回乗り越えるような角度で入射した場合に原子が感じる横磁場を計算しフーリエ変換したグラフを図 8 に示す。 v/a の周波数に強いピークが見られる。こ

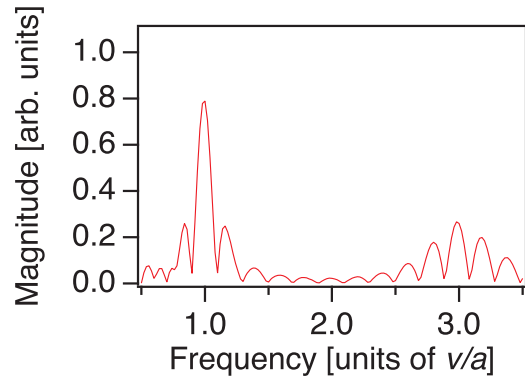


図 8: 原子の感じる横磁場のフーリエ変換。原子が磁気格子へ入射角 $1/10 \text{ rad}$ で入射した場合の例（入射位置によってスペクトルは若干異なる）。

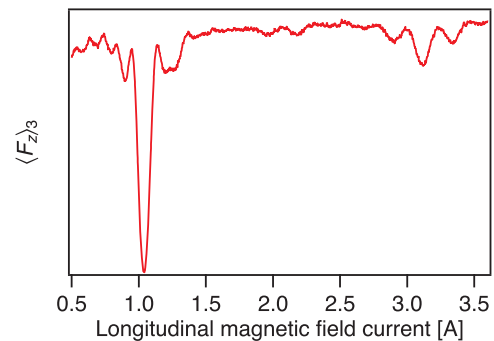


図 9: 縦磁場を掃引して得た磁気共鳴スペクトル

の基本周波数の 3 倍、5 倍..... の周波数にも高次の成分が存在する [15]。スペクトルの細かいピークは、磁気格子の異なる“結晶面”に由来するものである（わずかに、周期の数が有限であることに由来するものもある）。この結晶面あるいは結晶の逆格子を利用した解釈は本質的であるので、詳しくは文献 [12] を参照されたい。なお、チャネリングの場合と異なり、このフーリエスペクトルがビームの磁気格子入射位置によってほとんど変わらないことを確認した。

実験で実際に得られた共鳴スペクトルが図 9 に示してある。このスペクトルも前出と同じように、縦磁場（つまりゼーマン分裂間隔）を掃引して得たものである。おおよそ、フーリエ変換から予想されるようなスペクトルが得られていることがわかる。

この結果を受け、我々はスピンのコヒーレント操作の実験を行った。原子の速度とゼーマン

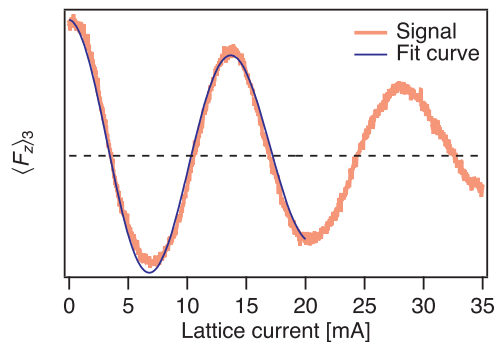


図 10: 原子スピンの章動を表すグラフ

分裂の条件を図 9 の一番強い共鳴線の条件に合わせた．そして，磁気格子を生成する電流の大きさを掃引し，それにに応じてスピンの向き（正確にいうとスピンの z 成分）がどのように変化するかを観測した．その結果を図 10 に示す．周期磁場の振幅を大きくするにつれて，スピンの向きが正弦関数的に変化していく様子が見取れる．実験データは，正弦関数 \times 単一減衰指数関数によってほぼきれいにフィットできている．この減衰の理由であるが，シミュレーションではもっと減衰が遅いことが予想されていたので，おそらく実験の不完全さ，特に磁気格子の不完全さによるものではないかと推測している．このグラフのように，原子状態のコヒーレントな時間発展が運動誘起共鳴あるいは RCE で引き起こされることを直接的に示したのはこの実験が初めてである．RCE の C が今回の coherent の意味で初めて実証されたと言ってもおもしろい．

4. 今後の展開と課題

我々は，RCE 実験のアイデアを低速エネルギー実験に展開してきた．現在までのところ，従来の rf 磁気共鳴実験との比較ができる 1 MHz 程度の共鳴周波数の領域で，通過時間で原理的に決まる細さとほぼ同じ幅の共鳴線を得ることに成功し，コヒーレントなスピン操作のデモンストレーションも達成した．

現在は，上述の比較的大きな周期を持つ場での基礎的な実験に一区切りをつけ， μm 程度のより小さな周期の場での実験を行い，共鳴遷移

に伴う運動量変化の実証とその原子操作への応用を目指している．周期が小さくなると，周期場を作る固体表面に原子がより近づく必要があるので，原子と固体表面との相互作用を良く理解し制御しなくてはならなくなる．現在は，透過型回折格子を利用した実験と，周期的に磁化した磁性薄膜を利用した実験を，熱原子ビームとレーザー冷却原子ビームの両方を用いて進めている．

また我々は，この解説で説明した理論は運動誘起共鳴の取り扱い方の 1 つに過ぎないと考えている．ほかの理論的な扱いも文献 [8] に紹介してあるが，もっと別の視点から，運動誘起共鳴の本質がえぐり出されるような理論の展開があることも期待している．

理論的な整備も含め，RCE 研究の低速原子への展開はまだ始まったばかりであり，原理的な研究を超えて有意義な応用へつながるかは今後の研究の進展次第であろう．

謝辞

本解説記事で紹介した結果は，小林佑輔，白石有為との共同研究で得られたものである．本研究は，日本学術振興会科学研究費補助金（課題番号 17684023，20684017）と文部科学省科学技術振興調整費「若手研究者の自立的な研究環境整備促進」事業の補助を受けて行った．

参考文献

- [1] V. V. Okorokov, J. Nucl. Phys. (Moscow) **2**, 1009 (1965) [Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 719 (1966)]; Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. **2**, 175 (1965) [JETP Lett. **2**, 111 (1965)].
- [2] S. Datz, C. D. Moak, O. H. Crawford, H. F. Krause, P. F. Dittner, J. Gomez del Campo, J. A. Biggerstaff, P. D. Miller, P. Hvelplund, and H. Knudsen, Phys. Rev. Lett. **40**, 843 (1978).
- [3] 中野裕司, 東俊行, 日本物理学会誌 **65**, 516 (2010).

- [4] 中野裕司, しょうとつ 7(5), 5 (2010).
- [5] 東俊行, private communication.
- [6] A. Hatakeyama, Y. Enomoto, K. Komaki, and Y. Yamazaki, Phys. Rev. Lett. **95**, 253003 (2005).
- [7] V. V. Balashov, private communication.
- [8] A. Hatakeyama, Appl. Phys. B **92**, 615 (2008).
- [9] M. Marte and S. Stenholm, Appl. Phys. B **54**, 443 (1992).
- [10] D.W. Keith, M.L. Schattenburg, H.I. Smith, and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **61**, 1580 (1988).
- [11] Y. Kobayashi and A. Hatakeyama, J. Phys. Conf. Ser. **185**, 012021 (2009).
- [12] Y. Kobayashi, Y. Shiraishi, and A. Hatakeyama, Phys. Rev. A **82**, 063401 (2010).
- [13] C. Kondo, S. Masugi, Y. Nakano, A. Hatakeyama, T. Azuma, K. Komaki, Y. Yamazaki, T. Murakami, and E. Takada, Phys. Rev. Lett. **97**, 135503 (2006).
- [14] D. S. Gemmell, Rev. Mod. Phys. **46**, 129 (1974).
- [15] 偶数次の成分がないのは, 1 周期の間に同じ大きさの電流が等間隔で逆向きに流れているからである. 実際の実験では 2 次の共鳴線もわずかに観測された. この理由は, ワイヤーは直列につながっているので流れている電流の大きさは等しいものの, 厳密に等間隔ではワイヤーを張れていないからであると考えている.

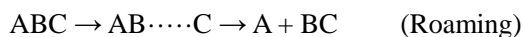
「原子衝突のキーワード」

ローミング経路 (Roaming Channel)

大気、燃焼反応中、星間分子雲などの化学組成を予測する数値シミュレーションを行うには、起こり得る全ての反応素過程に対する反応速度定数が必要となる。2004年に、それまで全く想定されていなかった素過程が HCHO 単分子の光分解において確認され[1]、注目を集めている。本稿では、その Roaming 経路について解説する。

図1に、HCHO 単分子が CO + H₂ に解離する二種類の経路を示す[2]。IM, SP, および MEP はそれぞれ、intermediate(中間体), saddle-point(鞍点), および、minimum-energy-path(最小エネルギー経路)の略である。Tight-SP を通る Straight 経路は古くから知られており、2004年以前は同反応を説明する唯一の経路であった。一方、Roaming 経路では、片方の H 原子が解離しかけた状態が生成し、その後、H 原子が HCO ラジカルを周回する。この動きが徘徊しているように見えることから、徘徊を意味する Roaming という名で呼ばれるようになった。徘徊している H 原子は、もう片方の H 原子を見つけると再結合し、H₂ 分子として解離する。このとき、遠方から吸い込まれるように再結合するため、生成する H₂ 分子の伸縮振動が高励起されることが顕著な特徴である。つまり、生成物の異常な振動励起が、Roaming 経路を実験的に見つけるときの手がかりとなる。

Roaming 経路を含めると、単分子 ABC が分解する反応では以下の三つの経路が競合する。



Roaming 経路は Direct 経路の解離極限の近くを通るため、Direct 経路より若干低いエネルギー閾値を持つ。例えば、HCO + H への解離エネルギーは Roam-SP や Roam-IM のエネルギー値より少しだけ高い 3.978 eV である。Roaming 経路の発見以来、これら三つの経路の競合が、CH₃CHO の光分解や鎖状アルカン分子の熱分解など、様々な系で報告されている。このとき、徘徊する化学種は、H や O などの原子または CH₃ や OH などのラ

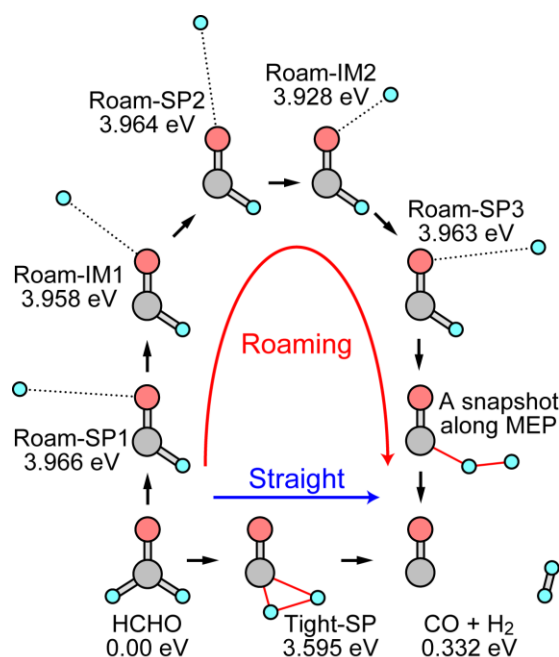


図1: HCHO 単分子の分解過程における Roaming 経路と Straight 経路。計算方法は文献[2]を参照。

ジカルである。さらに最近、NO₃ ラジカルの光解離において、Straight 経路が全く寄与しないことが報告され[3]、注目を集めている。つまり、Roaming 経路は、単分子の光分解や熱分解を解析する上で欠かせない素過程であると結論できる。

最後に、理論解析の難しさを指摘しておこう。図1で、SP1-IM1-SP2-IM2-SP3 がほぼ同じエネルギーを持つことから分かるように、H 原子はポテンシャル面の非常に平坦な部分を徘徊する。そのため、反応トラジェクトリが最小エネルギー経路から大きく外れてしまうことが多く、ポテンシャル面の調和近似を仮定した場合に、遷移状態理論が十分な精度を与えない。また、同じ理由から、経路に沿った鞍点の探索が非常に難しい。さらに、NO₃ の光解離において、電子励起状態において起こる Roaming が見いだされ[3]、その寄与も無視できない。従って、Roaming 経路の理論解析は、非常に挑戦的な課題であるといえる。

(北海道大学大学院理学研究院 前田理)

参考文献

- [1] Townsend *et al.*, *Science* **306**, 1158 (2004).
- [2] Maeda *et al.*, *Chem. Phys. Lett.* **460**, 55 (2008).
- [3] Grubb *et al.*, *Science* **335**, 1075 (2012).

「原子衝突のキーワード」

偏極原子 (Polarized atoms)

偏極とは向きが特定の方向に偏ることであるが、偏極陽子や偏極中性子の場合、偏極しているのはスピンであり、これらは空間的に“スピンの向き”を揃えた陽子や中性子のことを指す。同様にここで取り上げる偏極原子は、スピン状態が空間的に偏極された原子のことであり、スピン偏極原子 (Spin polarized atoms) というほうがより正確な記述である。

それでは偏極原子の場合、何のスピンが偏極しているのでしょうか。まずスピン偏極電子とはスピンの向きが偏った電子のことである。従って電子スピン偏極原子は価電子のスピンが偏極している原子である。また、原子内電子と原子核の間には超微細相互作用 (hyperfine interaction) と呼ばれる電磁相互作用が働き核スピンと電子スピンの結合するため、核スピンと電子スピン双方を同時に偏極出来る場合がある。

原子のスピン偏極を生成するのに、良く用いられる方法が光ポンピング法である [1]。最初の光ポンピングは A. Kastler によりレーザー誕生以前に行われたが、現在では円偏光レーザー光を用いることがほとんどである。光ポンピング法の特徴は、円偏光レーザーで原子の電子準位を励起し、脱励起する過程を繰り返すことで、巧妙に原子のスピン角運動量を操作することにある。ルビジウム (Rb) などのアルカリ原子のように価電子が 1 つである 1 電子系を例に説明しよう。スピン軌道相互作用により、軌道角運動量が 1 以上の準位は分裂して、微細構造を持つ。さらに磁気副準位 m まで考えると、それぞれの微細構造準位が分裂し、原子のエネルギー準位構造は模式的に図 1 のように表される。ここでは簡単のため、超微細構造は考えないものとする。熱平衡状態ではスピンの向きは半々であり、磁気副準位 $m = \pm 1/2$ の原子数存在比はほぼ同数である。ここで $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ 間のエネルギー準位に相当する波長の円偏光レーザーを入射すると、光の偏光に対して選択則が生じる。例えば、右旋性円偏光 ($\sigma+$) を入射した場合は m が 1 増加する遷移のみ起こるが、脱励起は

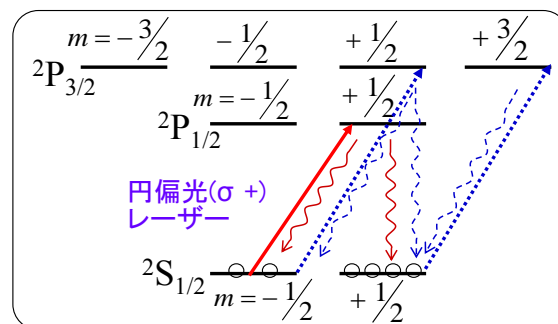


図 1: 円偏光レーザーによる光ポンピングと原子スピン偏極。(赤の実線: $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ 励起の場合, 青の点線: $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ 励起の場合)

$\Delta m = 0, \pm 1$ ともに起こりうる。すると、 $\sigma+$ レーザー光を照射し続けて、吸収放出のサイクルを繰り返すと、 m 磁気副準位が $1/2$ の状態に原子が集中する。基底状態は軌道角運動量 $l = 0$ なので、スピン角運動量 $1/2$ の状態に対応し、スピンの向きが偏った状態が生成される。 m 磁気副準位間の緩和が無視できれば、ほぼ 100 % スピン偏極した原子を生成することが可能であり、これ以上の円偏光の吸収は起こらない。 $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ 間の遷移を励起する場合も同様に基底状態の $m = 1/2$ 状態に原子の状態数が集中した偏極状態が生成されるが、この場合は $^2S_{1/2} (m = 1/2)$ 状態と $^2P_{3/2} (m = 3/2)$ 状態の間で吸収放出が繰り返される。

スピン偏極された原子に対して、レーザー励起とラジオ波またはマイクロ波吸収を組合せた二重共鳴法を適用すると原子の Zeeman 分裂および超微細構造分裂を精密に測定することが可能になる。Zeeman 分裂からは原子の核スピンについて、超微細構造分裂からは原子の電磁モーメントについての情報を取り出すことができる。またスピン偏極原子線源は、原子の電子状態に、スピンの向きというもう一つの自由度を測定に与えることから、スピンに敏感な表面状態のプロブとして期待されている。

(理化学研究所 松尾由賀利)

参考文献

- [1] W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).

2012 年度 役員・委員会等

会長

高橋正彦（東北大学）

幹事

渡部直樹（北海道大学）（副会長） 森下 亨（電気通信大学）

足立純一（高エネルギー加速器研究機構） 星野正光（上智大学）

運営委員

石井邦和（奈良女子大学） 高口博志（広島大学）

星野正光（上智大学） 間嶋拓也（京都大学）

美齊津文典（東北大学） 本橋健次（東洋大学）

森下 亨（電気通信大学） 渡辺信一（電気通信大学）

足立純一（高エネルギー加速器研究機構） 岸本直樹（東北大学）

小島隆夫（理化学研究所） 富田成夫（筑波大学）

日高 宏（北海道大学） 渡部直樹（北海道大学）

渡辺 昇（東北大学）

会計監事

城丸春夫（首都大学東京）

中村義春

常置委員会等

編集委員会 委員長： 渡部直樹（北海道大学）

行事委員会 委員長： 森下 亨（電気通信大学）

広報渉外委員会 委員長： 足立純一（高エネルギー加速器研究機構）

若手奨励賞選考委員会 委員長： 大野公一（豊田理化学研究所）

国際会議発表奨励者選考委員会 委員長： 高橋正彦（東北大学）

学会事務局 担当幹事： 星野正光（上智大学）

編集委員会

足立純一，岸本直樹，長嶋泰之，中井陽一，羽馬哲也，早川滋雄，日高 宏

森林健悟，渡部直樹

しょうとつ 第9巻 第6号 （通巻 49 号）

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2012

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2012 年 11 月 15 日

配信: 原子衝突学会 事務局

<acr-post@bunken.co.jp>