

準安定希ガス原子反応の完全解明を指向した二重配向実験法の確立:原子軌道配向効果及び分子配向効果の直接同時観測

(阪大院理) 渡辺 大裕、大山 浩、松村 貴史、笠井 俊夫

【序】準安定希ガス原子反応はペニングイオン化や中性解離など多様な反応チャンネルを持ち、電子移動やエネルギー移動を解明するための簡単かつ有力な反応系である。この反応の立体ダイナミクスは分子配向依存性と原子軌道配向依存性の2つがあり、これらは反応分岐比などを大きく左右する。我々はこれまでに幾つかの系について六極不均一電場を用いてその分子配向依存性を明らかにしてきた。しかし、もう一方の原子軌道の配向依存性は準安定希ガス原子が開殻構造をとっているために予想されてはいるがまだ明らかにされていない。この原子軌道の配向は準安定希ガス原子の磁気量子数(M_J)によって規定される。そこでこれまでにパルス化した Stern-Gerlach 型不均一磁場による M_J の分離に成功したことから、まず M_J 依存性が存在するのかを確かめるための実験を行った。Ar(3P)+CF₃X(X = H, Br)について M_J 依存性を調べた結果、CF₃H では p 軌道の配向に基づく立体選択性、CF₃Br では p 軌道の配向に基づく M_J 間の遷移という形で M_J 依存性の存在が初めて確認された。しかし、この実験では反応後に M_J の分離を行い反応による準安定希ガス原子の減少分から M_J 依存性を観測していたため CF₃Br との反応での M_J 遷移の方向はわかるが、どの程度遷移が起こっているか不明であるといった問題が残っている。この解明を含め反応の M_J 依存性の詳細な研究を行うためには反応前に原子軌道の配向選別された準安定希ガス原子を生成することが必要となる。そのための方法として永久磁石を利用した六極不均一磁場を用いることとした。今回、六極不均一磁場によって生成される配向準安定希ガス原子ビームの性能評価を行い、配向分子ビームと組み合わせた二重配向実験法について報告する。

【実験】図1に実験装置

図を示す。希ガスは He と Ar を用いた。パルス放電によって準安定原子 He(3S), Ar(3P)を生成した後、スキマー、コリメーターを通して六極不均一磁場へ導入した。

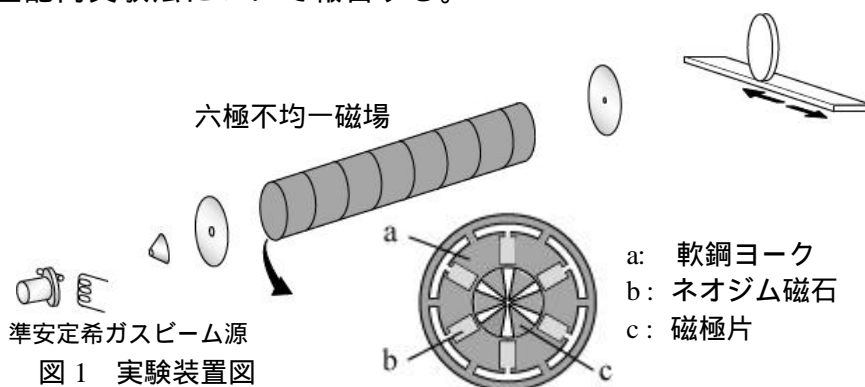


図1 実験装置図

六極不均一磁場は長さ 40mm のユニットを複数個連結して構成されており、ユニットの数を調整することによって全長を変えることができる。六極不均一磁場によって M_J 選別、集束された He(3S)及び Ar(3P)を MCP にて検出、速度分布を測定した。この様にして得られた速度分布をここでは「集束速度曲線」と呼ぶ。六極不均一磁場内の磁極における実効的な磁場強度を見積もるため異なる長さの六極不均一磁場での集束速度曲線を測定し、軌跡シミュレーションを行い、実験結果を最もよく再現できた値を実効的な磁場強度とした。また、Stern-Gerlach 型不均一磁場を用いて M_J 選別された準安定希ガス原子ビームの M_J 分布を測定した。

【結果及び考察】図 2 に $\text{He}(^3\text{S})$ の集束速度曲線を示す。六極不均一磁場の長さが短くなるにつれピークは速度の遅い領域へシフトしていき、より少ない振動回数の軌跡のピークが速い速度領域に現れるようになる。ユニットの数が 4 個、即ち六極不均一磁場の長さが半分になった時速い速度領域に新たなピークが含まれないことから、この時観測されたピークがもっとも振動回数の少ない(周期の長い)ものと帰属した。六極不均一磁場の磁極における実効的な磁場強度 H_R を決定するため、これを元に軌跡シミュレーションを行い最もよく実験結果を再現することができた 0.4 T を実効的な磁場強度 H_R と決定した。

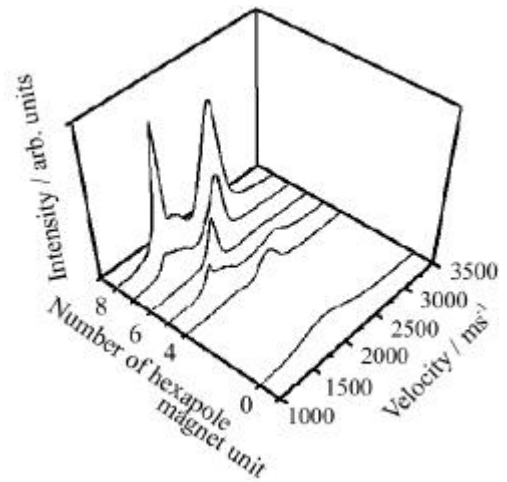


図 2 $\text{He}(^3\text{S})$ の集束速度曲線

図 3 に 8 ユニット長の六極不均一磁場で得られた $\text{He}(^3\text{S})$ の速度分布を示す。六極不均一磁場による速度集束の効果を見てみると 1700 と 2300 ms^{-1} 付近に 2 つのピーク (Peak 1, Peak 2) がありこの速度を持つ原子に対する集束効果が大きいことがわかる。各ピークの並進温度を求めるとそれぞれの 6.4 K と 8.0 K となった。一方、六極不均一磁場のない状態でのダイレクトビームの並進温度は 50 K であることから、六極不均一磁場によって並進温度はかなり下がっており、六極不均一磁場は極めて高い速度選択性を有する優れた速度選別器といえる。

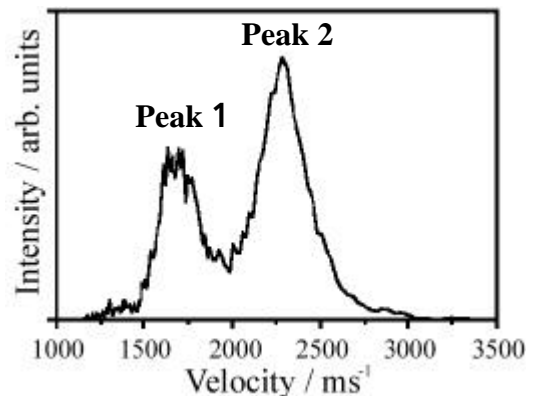


図 3 8 ユニット六極不均一磁場での $\text{He}(^3\text{S})$ の速度分布

次に六極不均一磁場と MCP の間に Stern-Gerlach 型不均一磁場を置き、六極不均一磁場によって M_J 選別された $\text{He}(^3\text{S})$ の M_J 状態の分布を調べた。(図 4) ここでは $M_J = 1$ と 0 に相当する 2 本の軌跡が確認できる。通常 $\text{He}(^3\text{S})$ では 3 本の軌跡 ($M_J = 1, 0, -1$) が現れるが、図 4 では 2 本のみ観測されたことから六極不均一磁場によって $M_J = -1$ のものは完全に取り除かれていることがわかる。

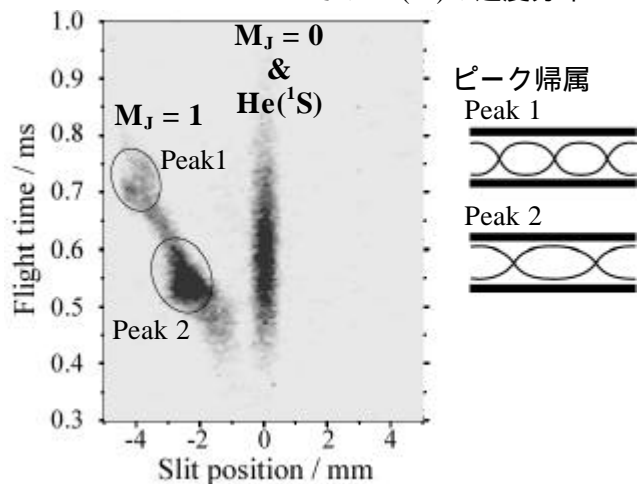


図 4 Stern-Gerlach 型不均一磁場による M_J 分離後の $\text{He}(^3\text{S})$ の飛行時間スペクトル

$M_J = 1$ の軌跡には図 3 の Peak 1, 2 の速度に相当する飛行時間(約 0.7 及び 0.5 ms)に強い信号が観測され、軌跡シミュレーションからこれらの速度で集束される原子はそれぞれ六極不均一磁場内で図 4 右側に示した振動をしていると帰属した。

現在、六極不均一電場による配向分子ビームとの原子軌道 分子軌道二重配向実験の準備を進めている。