

原子衝突学会誌「しょうとつ」
2020年5月15日発行
第17巻第3号

原 子 衝 突 学 会 誌

しょうとつ

Journal of Atomic Collision Research

Vol.17 Issue3

2020

解説（第19回若手奨励賞受賞研究）

イオン・原子混合気体における極低温衝突 土師慎祐

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）

Institute *of* Physics

<http://journals.iop.org/>

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社



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

有限会社イーオーアール



Electronics Optics Research Ltd.

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

イノベーションサイエンス株式会社



<http://www.innovation-science.co.jp/>

株式会社オプティマ

Optima Corp.

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

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

enago™

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

<http://ulatus.jp/>

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

コスモ・テック株式会社



<https://www.cosmotec-co.jp/>

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

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

真空光学株式会社

真空光学株式会社 - Vacuum & Optical Instruments -

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

スペクトラ・フィジックス株式会社



A Newport Company

ソーラボジャパン株式会社

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



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

ツジ電子株式会社



ツジ電子株式会社

株式会社東京インスツルメンツ

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



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

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む



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

仁木工芸株式会社



仁木工芸株式会社



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

伯東株式会社



Hakuto

伯東株式会社

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

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/>

原 子 衝 突 学 会 誌

しょうとつ

第 17 卷 第 3 号



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

目 次

巻頭言 会長挨拶	長嶋泰之 ... 39
解説(第 19 回若手奨励賞受賞研究) イオン・原子混合気体における極低温衝突	土師慎祐 ... 40
追悼記事 鈴木洋先生を偲ぶ ～師であり父であり～	平山孝人 ... 49
第 27 回原子衝突セミナー(中止)報告	行事委員会委員長 ... 52
2020 年度第 1 回運営委員会(文書持回)開催報告	庶務委員会委員長 ... 53
第 45 回原子衝突学会年会のお知らせ	行事委員会委員長 ... 53
「しょうとつ」原稿募集	編集委員会事務局 ... 53
ユーザー名とパスワード	... 54

イオン・原子混合気体における極低温衝突

土師慎祐

Institut für Quantenmaterie, Universität Ulm, 89069 Ulm, Germany

shinsuke.haze@uni-ulm.de

令和2年1月30日原稿受付

レーザー光を用いることで、原子、分子、イオンの状態を自在に制御することが可能となる。その中でもレーザー冷却と呼ばれる冷却方法は、マイクロケルビン領域の極低温状態にまで原子を冷却できる技術として、原子・分子物理分野で広く利用されその発展に大きく貢献してきた。本解説ではレーザー冷却技術を駆使することで実現される「イオン・原子混合気体における極低温衝突」について、その概要と最近得られた結果について紹介する。

1. はじめに

物質の量子状態をコヒーレントに制御する技術は、近い将来に科学・産業分野において主幹ともなる量子技術のうちで最も重要な要素の一つである。

「冷却原子気体や冷却イオン」は量子レベルでの状態操作を可能にする物理系の候補の一つとして挙げられるであろう。イオントラップや原子トラップといった装置を用いることで、電場や磁場などの外部摂動から完全に切り離された環境に長時間粒子を蓄積することができる。このようにして準備された原子やイオンは言わば”理想的な孤立量子系”として扱うことができる。またレーザー光やマイクロ波により内部・外部状態を自在にコントロールすることもできる。まさに”量子”と名の付く研究を行うにはもってこいの物理系なのである。実際、冷却原子や冷却イオンは量子情報処理や精密分光といった量子技術分野において幅広く活用されており、今なお大きな広がりを見せる有望な系である。

こういった極低温物質を用いたもう一つの応用例として、「極低温化学反応の探求」は非常に興味深いものの一つであろう。極低温状態での原子-イオン間の化学反応を調べるためのテストベッドとして冷却原子や冷却イオンを利用

し、原子やイオンの持つ量子力学的な性質が顕在化するような極限領域における化学反応の振る舞いの理解やコヒーレントな化学反応制御に応用しようというわけである。冷却原子系ではこういった背景のもと古くから研究が行われており、これまでにフェッシュバハ共鳴による散乱長のコントロールを発端に、原子・分子間のコヒーレント遷移、また最新の研究では極性分子の縮退気体の実現といった大きな成功を収めている [1, 2]。さらに最近の研究では冷却、トラップ技術の発展によりイオンと原子の同時トラップも実現され、イオン・原子混合系における極低温化学に関する研究が各所でスタートしている [3, 4]。

本研究においても冷却イオン・原子気体の混合系の研究に着手し、近年ミリケルビン温度領域における弾性衝突や非弾性衝突を観測することができた。本稿ではイオンと原子の極低温相互作用について、最近得られた結果や使用された実験技術も交えて紹介していこうと思う。こういったイオン・原子混合系での研究は極低温衝突物理だけでなく、天体物理、プラズマ物理といった様々なフィールドへの架け橋ともなり、領域横断的な新テーマとして今後の動向に大きな期待がかかる分野である。

2. イオンと原子の相互作用

2.1 相互作用ポテンシャル

ここではまずイオンと中性原子間の相互作用について簡潔にレビューする。イオン・原子の相互作用は、イオン（単一電荷）による不均一電場とそれにより分極した中性原子の誘起双極子モーメントとの相互作用として記述することができ [5],

$$V_p(r) = -\frac{1}{2} \mathbf{P}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \frac{C_4}{r^4} \quad (1)$$

といった形に分極ポテンシャル（図 1）で表される。ここで \mathbf{E} はイオン電場、 \mathbf{P} は原子の双極子モーメントである。また、 C_4 は $C_4 = \frac{\alpha q^2}{(4\pi\epsilon_0)^2}$ で表される原子の分極に関連する量で、 q は電気素量、 α は原子の分極率、 ϵ_0 は真空の誘電率である。イオンと原子の衝突を考えた場合には、式 (1) に遠心力ポテンシャル $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$ を加えたものが実効的な相互作用ポテンシャルに対応する（図 1 中の点線）。ここで、 $\mu = \frac{m_a m_i}{m_a + m_i}$ はイオンと原子の換算質量を表し、 m_a , m_i はそれぞれ原子、イオンの質量である。 l は角運動量を表す。例えば部分波散乱を考えた時、衝突エネルギーが $l=1$ (p 波散乱) のポテンシャル障壁（図 1 中の E^* ）以下となれば、 s 波散乱が支配的となる量子領域に到達することとなる。量子散乱領域への閾値エネルギー E^* はイオンと原子の換

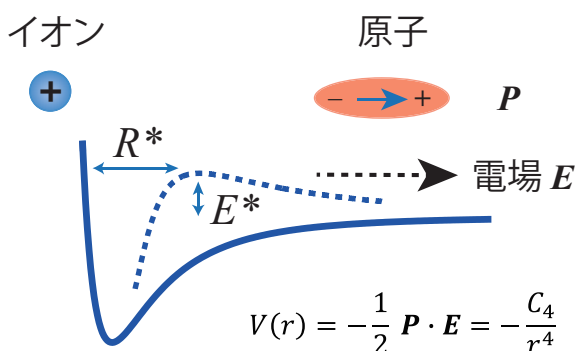


図 1: イオン・原子間の相互作用ポテンシャル。イオンからの電場により中性原子が分極しお互いが引き付け合う。点線は遠心力ポテンシャルを考慮した場合の実効的なポテンシャルである。

算質量にも依るが、通常数十ナノケルビン～10マイクロケルビンといった極低温エネルギー領域となることに注意されたい。つまりイオン・原子系で量子散乱を実現することを見据えた場合には、 E^* 付近の衝突エネルギーで実験できるかどうかはキーとなるわけである。また散乱における相互作用長は characteristic length $R^* = \sqrt{\frac{2\mu C_4}{\hbar^2}}$ でスケールすることができ、通常 R^* は 50～300 nm のレンジとなる。

より詳細な相互作用ポテンシャルは分極ポテンシャルに加え、近距離における斥力、イオンと原子の電子軌道やスピンといった内部自由度を加味することで計算され、一般的なレーザー冷却実験で用いられるアルカリ原子やアルカリ土類原子については $\text{Ca}^+/\text{Sr}^+/\text{Yb}^+-\text{Rb}$ [6], Ba^+-Rb [7], Yb^+-Li [8] といった様々なイオン・原子ペアにおいて分子ポテンシャルの計算がなされている。本稿においても、実験で用いたカルシウムイオン (Ca^+) とリチウム原子 (Li) 間のポテンシャル曲線の計算結果を後ほど例示する。

2.2 イオンと原子の化学反応

このような分極ポテンシャルのもとでイオンと原子が接近すると、引力により両者が強く引き付け合う。特にインパクトパラメタの小さな衝突の場合には、原子がスパイラル状の軌道を描きながらイオンと核間衝突するようなランジュバン型の衝突となることが古くから知られている [9]。こういった近距離衝突の際には、電荷やスピンといった様々な自由度が変化するような過程、つまり反応性のある衝突が期待される。図 2 はそういった反応の中でも代表的なものをまとめたものである。

まずはイオンと原子の二体衝突（図 2 (a)）から見ていこう。観測され得る反応の中でも、(i) のように衝突時に電荷（電子）が他方へと移行するような過程 ($\text{A}^+ + \text{B} \rightarrow \text{A} + \text{B}^+$) は電荷交換衝突と呼ばれる。また、(ii) のような弾性衝突も可能である。弾性衝突では粒子の見た目の変化は見られないものの、運動量交換が行われる。こういった衝突はイオンと冷却原子の共同

冷却（バッファガス冷却）において重要な役割を果たす。本稿においても後ほど弾性衝突によるイオンの共同冷却について詳しく解説する。また、十分に密度の高い原子気体の場合にはイオン-原子-原子の三体再結合が起こる。三体衝突では図 2 (b) のような $A^+ + B + B \rightarrow AB^+ + B$ といった分子イオンが形成されるプロセスが存在する。

関連する研究グループの報告によると、これまでに磁気光学トラップや量子縮退気体と冷却イオンとの混合の実現 [10, 4, 3] に始まり、電荷交換衝突 [11, 12, 13]、スピン交換 [14] や spin-orbit change [15]、分子生成 [11] 等がミリケルビン程度の温度領域で実現されている。直近ではここ最近の関連分野の動向をまとめたレビュー論文も出版されているので、ご興味を持たれた方があれば是非参照されたい [16]。

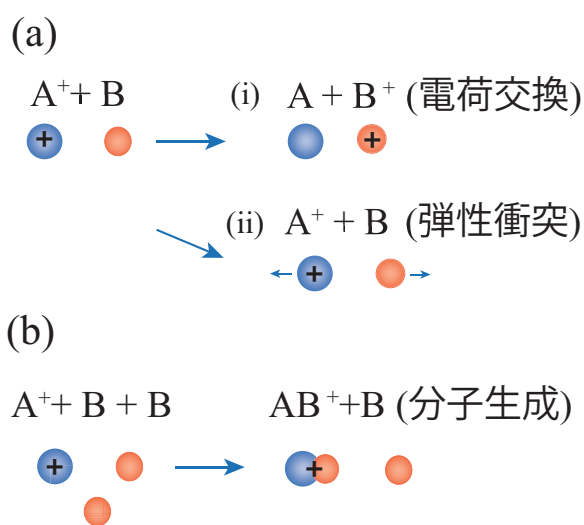


図 2: イオン・原子系における化学反応の例。(a) 二体衝突では (i) 電荷交換衝突, (ii) 弾性衝突などが例として挙げられる。(b) 三体衝突における分子生成を表す。

3. 実験手法

3.1 イオンと原子のハイブリッドトラップ

本研究では Ca^+ と Li を用いたイオン・原子混合気体の極低温衝突に関する実験を行った。イオン・原子衝突を観測するためには、冷却イオン

と原子気体を同一空間上でトラップし相互作用させる必要がある。そのために本研究では「パウルトラップ」と「光双極子トラップ」を組み合わせ合わせたハイブリッドトラップを構築することで極低温イオン・原子混合気体を実現した。ハイブリッドトラップでは長い相互作用時間が得られるといった利点に加えて、質量分析による生成イオン種の同定やイオン数のカウンティングを精密に行うことができることも強みとなる。以下では実験で使用されたトラップ技術について紹介する。

今回の実験では、 Ca^+ イオンの捕獲のためにリニア型パウルトラップを採用した。リニア型パウルトラップは図 3 (a) で示されるような電極構造を持つトラップ装置で、高周波交流電圧及び静電圧を電極に印加することで四重極ポテンシャルを形成し荷電粒子を三次元的に閉じ込めることができる。さらに、トラップされた粒子の持つ光学遷移からわずかに赤方離調したレーザー光を照射することで Ca^+ イオンを 1 mK 程度の温度にまで冷却することができる。この冷却法はドップラー冷却と呼ばれる。パウルトラップでは、数 eV（温度換算すると数万ケルビン）といったイオンの温度と比較して非常に深いトラップを実現することができるため、数時間、数日といった長い時間スケールでイオンを捕獲し続けることも可能である。また、閉じ込め周波数が数 MHz 程度と高いものとなるため微小空間領域にイオンを局在化させることができる。例えば、閉じ込め周波数 2 MHz のトラップ中の振動基底状態にあるイオンの波束の広がりはおおよそ 10nm 程度と見積もられ、光波長と比べて十分に小さな値となるためドップラー広がりが無視できるような領域（Lamb-Dicke 束縛領域と呼ばれる）へとイオンを準備することができる [17]。トラップ中のイオンは、イオンが発するレーザー誘起蛍光を光電子増倍管や高感度 CCD カメラに集光することによって検出される。なお CCD カメラを用いた検出では個々のイオンを空間的に分解して観測することができる。図 3 (b) は観測された三個のカルシウム

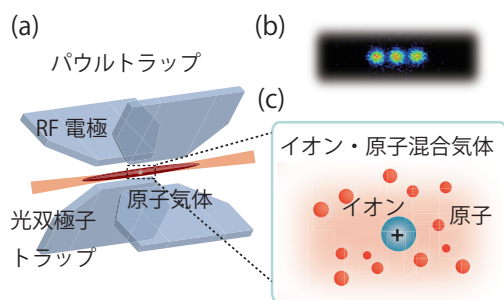


図 3: (a) イオン・原子のハイブリッドトラップ。イオンと原子はそれぞれパウルトラップ, 光双極子トラップにて捕獲, 冷却される。尚, イオン原子化学反応を観測するために, イオンと原子のトラップ中心位置が空間的に重なるように注意深く調整されている。(b) レーザー冷却中の3個のカルシウムイオンからの蛍光を高感度 CCD カメラで撮像したもの。(c) イオン・原子混合気体のイメージ図。冷却原子集団中に局在化したイオンがトラップされている様子を表す。

イオンのクーロン結晶の画像を表す。

一方, 原子気体の捕獲には光双極子トラップと呼ばれる, レーザー光による原子トラップが有効である。光双極子トラップでは大きな周波数離調を持つレーザー光との相互作用 (AC シュタルク効果) を利用し, 光強度が極大となる領域 (レーザービームの焦点) に原子気体を閉じ込める (図 3 (a) を参照)。またドップラー冷却により Li 原子気体は $150 \mu\text{K}$ にまで冷却され, さらに蒸発冷却を施すことで量子縮退温度付近 ($\sim 1 \mu\text{K}$) にまで温度を下げるができる。本研究ではこれら二つのトラップ手法を組み合わせることで, 図 3 (c) のような単一 Ca^+ イオンと中性 Li 原子の混合気体を生成した。

3.2 イオン・原子衝突の検出

実験では注目する反応過程に応じ, それぞれに適した検出手段を準備しなければならない。ここでは例として電荷交換衝突の検出方法について触れる。

図 4 が観測された電荷交換衝突の結果である。ここではまず4個の Ca^+ イオンをイオントラップへとロードしドップラー冷却により 1.5 mK まで冷却する。その後, Li 原子気体をトラップ中

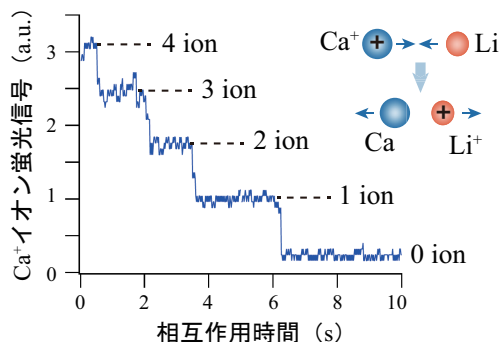


図 4: 電荷交換衝突の検出。 Ca^+ イオンが Li 原子との電荷交換により中性化され, イオントラップから離脱してゆく様子が観測された。個々の衝突イベントがステップ状の蛍光減少として単一粒子レベルで検知できる。

へ導入することによりイオンと原子をコンタクトさせ, その時の蛍光信号をモニターする。図の横軸は相互作用時間, 縦軸は Ca^+ イオンからの蛍光信号強度を表したもので, 蛍光レベルが時間とともに減少してゆく様子が見て取れる。これは Ca^+ イオンが Li との衝突の際に電荷交換のため中性化されトラップポテンシャルから離脱することに対応している。また, 電荷交換イベントがステップ状の蛍光減少として単一粒子レベルで明瞭に検知できるため, 衝突が起きたタイミングや回数を正確に知ることができる。

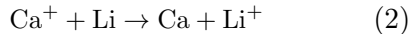
この他にもイオン原子衝突による原子数変化 [18] や, イオンの温度変化を観測することで弾性衝突を検知することも可能である。弾性衝突の検出方法については, 後ほど第 5 章にて詳細を説明する。

4. 電荷交換衝突の観測

前節で見たとおり, イオン・原子混合系では豊富な化学反応が期待されるが, 本節ではその中でも典型的な過程である「電荷交換衝突」の測定結果を紹介する。電荷交換は星間空間における分子生成などの化学反応を理解する上での鍵となるプロセスの一つとして重要視されており, これまでも上智大学のグループによる低速極性分子を利用した関連研究も報告されている [19]。特にこのような反応は数ケルビン程度での低温

衝突に基づくものであることが知られており、イオン原子混合気体中においてもこういった低温反応をシミュレートすることができる。

電荷交換は、イオン・原子衝突の際、中性原子内の電子がイオンへと移動する反応である。本研究ではカルシウムイオン ($^{40}\text{Ca}^+$) とリチウム原子 (^6Li) を用いているので、



といった反応となる。今回の研究ではこの反応を 1.5 mK のイオン温度（衝突エネルギーに換算すると 200 μK ）で観測することに成功した。また、その衝突レートがイオンの電子状態に大きく依存し、イオンが励起状態に準備されたときには基底状態と比べて格段に強い反応性を示すことがわかった [20, 21]。

図 5 (a) は Ca^+ と Li 間の電荷交換の測定結果である。横軸は原子との相互作用時間、縦軸は Ca^+ イオンの検出確率である。図 5 (b) は Ca^+ イオンのエネルギー準位図を表す。

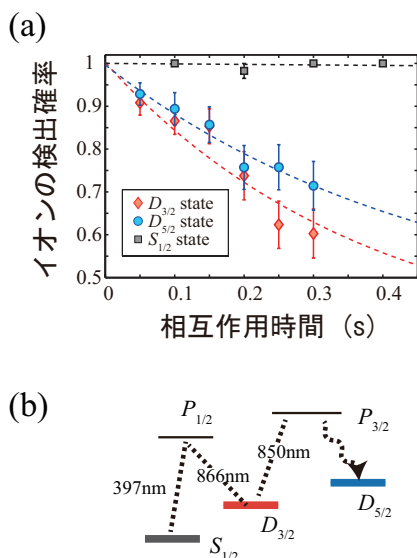


図 5: 電荷交換レートの測定結果。(a) イオンの検出確率 vs. 相互作用時間をプロットしたもの。初期状態として $S_{1/2}$, $D_{3/2}$ および $D_{5/2}$ 状態にイオンを選択的に準備した時の結果をそれぞれ示す。(b) Ca^+ のエネルギー準位図。

実験では、 Li 原子と相互作用させる直前にイオンに対して共鳴光（波長 397nm および 850nm）

を照射することで、 $D_{3/2}$ (397 nm を照射), $D_{5/2}$ (397 nm および 850 nm を照射) もしくは $S_{1/2}$ (レーザー照射なし) へとポンプしそれぞれの状態ごとの電荷交換レートを測定した。なお今回使用した準安定状態である $D_{3/2}$ と $D_{5/2}$ 状態は 1.1 秒程度の長い寿命を持つ準位であるため、原子との相互作用における内部状態緩和の影響が抑制できる。図 5 (a) はこの方法で内部状態を $S_{1/2}$, $D_{3/2}$, $D_{5/2}$ 状態と変化させた際の測定結果を比較したもので、イオンが D 状態に励起されている際には $D_{3/2}$, $D_{5/2}$ 状態ともに同等の衝突レートを示すが、基底状態である $S_{1/2}$ にある時には電荷交換衝突が大幅に抑制されていることがわかった。

この衝突特性を理解するため、理論計算による $\text{Ca}^+\text{-Li}$ ペアの相互作用ポテンシャルとの比較を行った。図 6 は理論計算により得られたポテンシャルカーブである。便宜上、今回の実験で使用した内部準位に関するデータのみを抽出して表示してある（ポテンシャルカーブの詳細及び他の内部状態に関するデータについては [21] を参照されたい）。ポテンシャル計算では、 Li^+ と Ca^{2+} からなる ion core とそれに束縛された 2 つの電子から構成されるモデルを想定し、それら 2 つの電子に関するシュレディンガー方程式を解くことで求められた。この計算手法は [6, 22, 23] にて詳しく説明されている。今回の実験では始状態として Ca^+ の D 状態および S 状態（図 6 の $\text{Li}(^2S)+\text{Ca}^+(^2D)$ および $\text{Li}(^2S)+\text{Ca}^+(^2S)$ に対応）を準備したわけであるが、 D 状態について見てみると $\text{Li}^+(^1S)$ と $\text{Ca}(^3P)$ の間に擬交差（赤い点線部分）が存在している。これが元となって $\text{Li}(^2S)+\text{Ca}^+(^2D) \rightarrow \text{Li}^+(^1S)+\text{Ca}(^3P)$ という電荷交換パスが許容され、中性となった $\text{Ca}(^3P)$ は約 0.38 ms の寿命で $\text{Ca}(^1S)$ へ遷移することになる。一方、イオンが S 状態にある場合には $\text{Li}^+(^1S)+\text{Ca}(^1S)$ とはエネルギー的に大きな隔たりがあり近傍には結合し得る状態が存在しない。それ故、電荷交換衝突は強く抑制され、原子との反応性は著しく小さくなるものと予想できる。これは図 5 で得られた結果と符合しており、

理論計算によるポテンシャルカーブを用いて実験結果がうまく説明できることがわかった。

さて、ここで観測された電荷交換はランジュバンモデルでうまく記述できることが知られている。ランジュバン衝突の場合の速度係数は $K_L = \sigma_L v_{\text{coll}} = 2\pi \sqrt{\frac{C_A}{\mu}}$ といった衝突エネルギーに依存しない形で表現できる。ここで σ_L はランジュバン衝突断面積、 v_{coll} はイオンと原子の相対速度を表す。Li-Ca⁺ ペアの場合には $K_L = 5.0 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ と計算される。一方、実験で得られた衝突レートと原子密度から電荷交換速度係数を見積もることができ、イオンが $D_{3/2}$ 状態の場合には $K_D = 2.6 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ と、ランジュバンモデルでの値と比較的近いものが得られることがわかった。これは D 状態にあるイオンが原子と衝突した際には高確率で電荷交換反応が生じることを意味する。実際、図 6 に見られる擬交差において Landau-Zener 遷移確率を見積もってみると $P_{LZ} = 0.556$ となり、実験結果を説明するに足るほどの大きさであることも確認された。これら理論予測との比較により、実験で得られた速度係数が定性的にも定量的にもうまく説明されることがわかった。

5. 弾性衝突によるイオンの共同冷却

イオン・原子混合系では、電荷交換のように衝突前後で状態変化を伴うような非弾性過程に加えて、弾性衝突も起こり得る。弾性衝突はとりわけ、極低温原子気体をバッファーガスとした共同冷却において中心的な役割を担い、イオン原子衝突をより深く理解する上でも重要な過程である。本節では近年観測された「冷却原子との弾性散乱によるイオンの共同冷却」について紹介し、その衝突特性について触れようと思う。

本研究で用いるパウルトラップでは動的電場によるイオンの閉じ込めを行うため、その運動は調和振動に微小な高速振動を加えた形となる。このような微小振動はマイクロ運動と呼ばれ、イオントラップ系の実験においては、時としてイオンの加熱やそれに起因する周波数シフトといっ

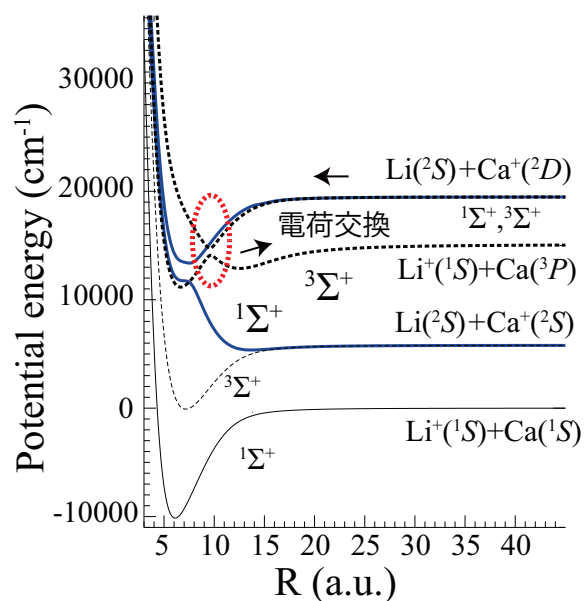


図 6: Ca⁺-Li 間のポテンシャル曲線の計算結果。図には Ca⁺ イオンの $4s\ ^2S$, $3d\ ^2D$ と Li の $2s\ ^2S$ 状態, Ca の $4s\ ^1S$, $4s4p\ ^3P$ と Li⁺ の $1s^2\ ^1S$ 状態の組合せによるスピン 1 重項および 3 重項のポテンシャル曲線が示されている。赤い点線部には擬交差が存在し、これが D 状態の電荷交換チャンネルとなる。

た望まぬ効果を引き起こすものとして扱われる。これまでもイオン・原子衝突におけるマイクロ運動の効果が実験的、理論的両側面から詳細に調べられており、結論としてトラップのための RF 電場が衝突の際の余剰なエネルギー増加（加熱）の原因となることが明らかになってきた。これは主として原子との衝突の際の強い引力によりイオンの位置がわずかに変位し、RF 電場による加熱を受けることが原因であることがわかっている。興味深いことに、この加熱効果はイオンと原子の質量比に強く依存し、質量比 m_a/m_i (m_a は原子質量, m_i はイオン質量を表す) が小さいほど加熱効果が抑制されることがわかっている。つまり、効率的に共同冷却を行うには可能な限り軽い原子と重いイオンの組み合わせが望ましいことになる。Cheng らの報告 [24] によると、 $m_a/m_i \sim 1.0$ を critical mass ratio として原子との衝突がイオンの冷却から加熱に転じることが明らかにされた。さらに近年、Sr⁺ イオン（質量 88）と Rb 原子（質量 87）の equal mass 系においては、冷媒となる原子気体（マイクロ

ケルビンオーダー) がイオン温度よりもはるかに低い温度であるにも関わらず, 衝突によってイオンが徐々に加熱されていく様子が実験的に観測されている [25].

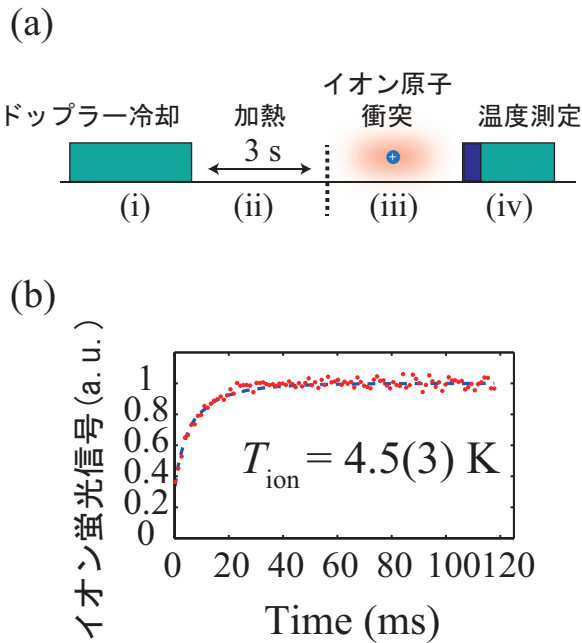


図 7: (a) 共同冷却の実験手順. イオントラップ中にて単一イオンを捕獲し, (i) ドップラー冷却する. その後, (ii) 冷却光を遮断しイオンを加熱する. (iii) リチウム原子とイオンを一定時間相互作用させ, (iv) 再度冷却光を照射し, そのときのイオンからの蛍光信号を取得する. (b) ドップラー再冷却によるイオンの温度測定. 冷却光照射開始からのイオンの蛍光信号の時間変化をプロットしたものを表す. 解析モデルを用いてデータをフィッティングすることで原子との相互作用直後のイオンの温度を推定することができる. この場合は 4.5 K であった.

本研究では質量数 40 の Ca^+ を用いているが, 原子として非常に小さな質量を持つ Li (質量数 6) を使用している. そのためイオンと原子の質量比は $m_a/m_i = 0.15$ となり先述の critical mass ratio よりも十分に小さいものとなる. 実際, Li はレーザー冷却可能な原子として一般的に使用されるものの中で準安定状態ヘリウムに次いで質量が小さく, イオン冷却のための冷媒原子として適切な原子種と言える. 本研究では Li 原子気体との衝突における単一 Ca^+ イオンの冷却ダ

イナミクスを観測し, 効率的なバッファーガス冷却をデモンストレートすることに成功した [26]. 以下ではその実証実験の結果を紹介する.

実験手順は図 7 (a) に示されている. まずイオントラップ中に単一イオンをロードし, (i) ドップラー冷却により 1.5 mK にまで冷却する. その後, (ii) 3 秒間冷却レーザーを遮断しイオンを加熱する. この時点でのイオンの温度は 6~7 K となる. 尚, イオンはこの時 $S_{1/2}$ 状態に準備されている. 続いて (iii) 原子気体とイオンを一定時間相互作用させ, 最後に (iv) 再度冷却光をパルス的に照射した時のイオンからの蛍光信号を取得する. この蛍光信号はイオンの温度を推定する際に利用される. この方法は数百ミリケルビン~数ケルビンのイオンの温度測定にしばしば用いられる技術である [27]. 図 7 (b) は得られた蛍光信号の一例である. 図中の曲線は光ブロッホ方程式を用いたモデル解析により得られる理論値でこれを用いたフィッティングによりイオン温度が見積もられる. 今回の実験ではこの手法を利用し, 原子密度や相互作用時間といったパラメータを変化させながら, 原子気体中でのイオン温度がどのように時間発展するかを調べた.

図 8 (a) はそのときの冷却プロセスの観測結果で, 縦軸はイオン温度, 横軸は相互作用時間を表す. これを見ると, 原子との弾性衝突によりイオンが徐々に冷却されていく様子が観測され, 衝突レート Γ_L が高ければそれだけ高効率に冷却が進むことがわかる. ここで, Γ_L はイオン・原子間のランジュバン衝突レートであり, 図 8 に示された値は独立した測定により得られた電荷交換レートを用いて算出されたものである [26]. なお, 点線はトラップによるイオン加熱と原子との衝突による冷却効果を加味したレート方程式モデルの解によるフィット曲線である. また図 8 (b) はイオンの温度変化を原子との衝突回数関数としてプロットし直したものである. ここで, T_c (T_{nc}) は原子による冷却が存在する (しない) 場合のイオン温度である. この結果を解析することにより, 原子との一回の衝突ごとにイオンの運動エネルギーの 35 % が取り去られ

ることが導かれた。また、これはランジュバンモデルからの予測と近い値となることも確認できた。

以上の試みより、従来よりも格段に軽い原子を冷媒として導入することでこれまで難しいとされていた効率的なバッファガス冷却を実現することに成功した。

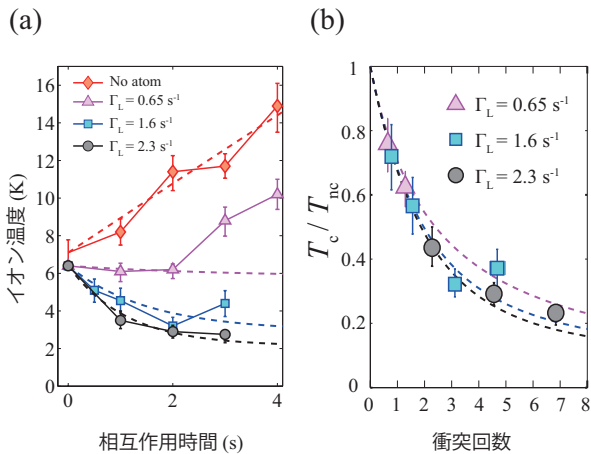


図 8: (a) 極低温原子との衝突によるイオン温度の時間発展。原子との衝突によりイオンの冷却が進む様子が観測された。 Γ_L はランジュバン衝突レートを表す。なお、点線はトラップによるイオン加熱と衝突による冷却効果を含むレート方程式モデルの解を表す。(b) イオン温度 (T_c/T_{nc}) を衝突回数関数としてプロットしたもの。点線は (a) のモデル解と同等のものである。

6. 結びと展望

本稿ではイオン・原子混合気体中の極低温衝突について述べてきた。本研究ではイオン・原子間の相互作用を実現するため、パウルトラップと光双極子トラップを融合したハイブリッドトラップを準備し、冷却イオンと原子気体を直接コンタクトさせることで弾性衝突および非弾性衝突を観測するに至った。特に本研究で得られた冷却原子気体とイオン間の電荷交換衝突並びに弾性衝突に関する知見は、極低温化学反応をより深く理解するための重要なステップであると考えられる。

一方で、本研究で実現された衝突エネルギーは、原子ビームなどを用いて行われてきた従来

の実験と比較すると十分に低いものの、量子効果を観測するには不十分であった。今後イオン・原子衝突における量子効果を観測するための手立てとしては、更なるイオン冷却法の導入やマイクロ運動フリーなトラップ方法（例えば”イオンの”光双極子トラップなど）の検討も必要となるかもしれない。とは言え、ひとたび量子散乱が実現されれば、イオン-原子 Feshbach 共鳴や光会合による分子生成など本格的な化学反応の制御実験なども現実味を帯びてくるであろう。また、ここでは詳しく触れなかったが極低温イオン・原子混合系を利用した凝縮体中の電荷不純物や固体系の量子シミュレーション [28] への応用も検討されており、今後の展開に期待がかかる。

7. 謝辞

本稿で述べた研究成果は大阪大学基礎工学研究科・向山敬教授、大阪大学基礎工学研究科・齋藤了一助教および電気通信大学レーザー新世代研究センターの学生の方々との共同研究のもとで得られました。本研究にご協力いただいた皆様にこの場を借りて感謝いたします。また、本研究は科研費（課題番号：26287090, 24105006, 15J10722, JP16J00890）、および JST さきがけプログラムによる助成のもとで行われました。

参考文献

- [1] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, Rev. Mod. Phys. 82, 1225 (2010).
- [2] E. Donley, N. Claussen, S. Thompson, and C. Wieman, Nature 417, 529 (2002).
- [3] S. Schmid, A. Härter, and J. H. Denschlag, Phys. Rev. Lett. 105, 133202 (2010).
- [4] C. Zipkes, S. Palzer, C. Sias and M. Kohl, Nature 464, 388 (2010).
- [5] A. Härter and J. Hecker Denschlag, Contemporary Physics 55, 33 (2014).

- [6] H. da Silva Jr, M. Raoult, M. Aymar, and O. Dulieu, *New J. Phys.* 17, 045015 (2015).
- [7] M. Krych, W. Skomorowski, F. Pawlowski, R. Moszynski, and Z. Idziaszek, *Phys. Rev. A* 83, 032723 (2011).
- [8] M. Tomza, C. P. Koch, and R. Moszynski, *Phys. Rev. A* 91, 042706 (2015).
- [9] M. P. Langevin, *Ann. Chim. Phys.* 5, 245 (1905).
- [10] A. Grier, M. Cetina, F. Oručević, and V. Vuletić, *Phys. Rev. Lett.* 102, 223201 (2009).
- [11] F. Hall, M. Aymar, N. Bouloufa-Maafa, O. Dulieu and S. Willitsch, *Phys. Rev. Lett.* 107, 243202 (2011).
- [12] L. Ratschbacher, C. Zipkes, C. Sias, and M. Köhl, *Nature Phys.* 8, 649 (2012).
- [13] W. G. Rellergert, S. T. Sullivan, S. Kotochigova, A. Petrov, K. Chen, S. J. Schowalter, and E. R. Hudson, *Phys. Rev. Lett.* 107, 243201 (2011).
- [14] T. Sikorsky, Z. Meir, R. Ben-shlomi, N. Akerman, and R. Ozeri, *Nat. Comm.* 9, 920 (2018).
- [15] R. Ben-Shlomi, R. Vexiau, Z. Meir, T. Sikorsky, N. Akerman, M. Pinkas, O. Dulieu, and R. Ozeri, *arXiv:1907.06736* (2019).
- [16] M. Tomza, K. Jachymski, R. Gerritsma, A. Negretti, T. Calarco, Z. Idziaszek, and P. S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* 91, 035001 (2019).
- [17] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, *Rev. Mod. Phys.* 75, 281 (2003).
- [18] S. Haze, S. Hata, M. Fujinaga, and T. Mukaiyama, *Phys. Rev. A* 87, 052715 (2013).
- [19] K. Okada, T. Suganuma, T. Furukawa, T. Takayanagi, M. Wada, and H. A. Schuessler, *Phys. Rev. A* 87, 043427 (2013).
- [20] S. Haze, R. Saito, M. Fujinaga, and T. Mukaiyama, *Phys. Rev. A* 91, 032709 (2015).
- [21] R. Saito, S. Haze, M. Sasakawa, R. Nakai, M. Raoult, H. Da Silva Jr, O. Dulieu, and T. Mukaiyama, *Phys. Rev. A* 95, 032709 (2017).
- [22] M. Aymar, R. Guérout, and O. Dulieu, *J. Chem. Phys.* 135, 064305 (2011).
- [23] M. Aymar and O. Dulieu, *J. Phys. B* 45, 215103 (2012).
- [24] K. Chen, S. T. Sullivan, and E. R. Hudson, *Phys. Rev. Lett.* 112, 143009 (2014).
- [25] Z. Meir, T. Sikorsky, N. Akerman, R. Ben-shlomi, M. Pinkas, and R. Ozeri, *Phys. Rev. Lett.* 117, 243401 (2016).
- [26] S. Haze, M. Sasakawa, R. Saito, R. Nakai and T. Mukaiyama, *Phys. Rev. Lett* 120, 043401 (2018).
- [27] J. H. Wesenberg, R. J. Epstein, D. Leibfried, R. B. Blakestad, J. Britton, J. P. Home, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, and D. J. Wineland, *Phys. Rev. A* 76, 053416 (2007).
- [28] U. Bissbort, D. Cocks, A. Negretti, Z. Idziaszek, T. Calarco, F. Schmidt-Kaler, W. Hofstetter, and R. Gerritsma, *Phys. Rev. Lett.* 111, 080501 (2013).

2020 年度 役員・委員会

会長

長嶋泰之（東京理科大学）

幹事

星野正光（上智大学）〔副会長〕

鳥居寛之（東京大学）

永田祐吾（東京理科大学）

中野祐司（立教大学）

石井邦和（奈良女子大学）

運営委員

石井邦和（奈良女子大学）

金安達夫（九州シンクロトロン光研）

木野康志（東北大学）

北島昌史（東京工業大学）

中野祐司（立教大学）

渡部直樹（北海道大学）

城丸春夫（東京都立大学）

樋山みやび（群馬大学）

大橋隼人（富山大学）

歸家令果（東京都立大学）

中井陽一（理化学研究所）

鳥居寛之（東京大学）

永田祐吾（東京理科大学）

久間晋（理化学研究所）

星野正光（上智大学）

常置委員会

編集委員会

委員長：中野祐司（立教大学）

行事委員会

委員長：石井邦和（奈良女子大学）

広報渉外委員会

委員長：鳥居寛之（東京大学）

顕彰委員会

委員長：星野正光（上智大学）

庶務委員会

委員長：永田祐吾（東京理科大学）

編集委員 石川顕一, 岩山洋士, 大橋隼人, 岡田信二, 椎名陽子,
土田秀次, 冨田成夫, 中野祐司, 山崎優一



しょうとつ 第17巻 第3号 (通巻94号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2020

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

発行: 2020年5月15日

配信: 原子衝突学会事務局 <acr-post@bunken.co.jp>