V. 原子核実験グループ

教　授　古野興平，三明康郎，李　相茂
助教授　青木保夫，青木孝義，田岸義宏
講　師　新井一郎，小松原哲郎，笹　公和，竹内雄三
助　手　片渕竜也，佐藤　進，宮崎　隆
技　官　加藤純雄
講　師　伊藤和也，鈴木裕之（非常勤研究員）　　大学院生　　25 名

【1】重イオン核分光学および加速ビームの境界領域への応用

(1) ^{131}Cs 核の $11/2^-$ 状態の核 g−因子の測定 (古野興平，小松原哲郎)

陽子数 $Z = 55$，中性子数 $N = 68 \sim 78$ のセシウム (Cs) 原子核の励起状態には，低励起 $11/2^-$ 状態が系統的に観測されている。これらの状態のうち ^{127}Cs 及び ^{129}Cs の $11/2^-$ 状態については，それらの寿命と g−因子の測定が行なわれており，比較的純粋な $h\,11/2$ 陽子単一準粒子配位の状態であると考えられている。^{131}Cs 核には励起エネルギー 775.3 keV に $I^\pi = 11/2^-$ 状態が同定されているが，この状態も $h\,11/2$ 陽子状態と考えられる。このことを確認することを目的として，その状態の寿命と核 g−因子の測定を行った

実験は，加速器センターにおいて 42 MeV の ^{11}B ビームを用いて ^{124}Sn(^{11}B,4n)^{131}Cs 反応により ^{131}Cs の励起状態を生成した。励起状態から放射される γ 線を 9 台のコンプトン・サプレッサー付きのゲルマニウム検出器を用いて検出し，標準的な遅延同時計数法と摂動角相関法により，寿命と g−因子を求めた。

実験結果は平均寿命 $\tau = 15.1 \pm 0.4$ [ns]，g−因子は $g = 1.15 \pm 0.36$ となった。$11/2^-$ 状態からの γ 崩壊は，エネルギー $E_\gamma = 279$ keV，遷移の多重極度は E1 で，寿命の実験値から遷移確率を評価すると Weisskopf estimate に対する hindrance factor が約 10^5 となる。一方，g−因子については単一粒子殻模型による Schmidt value は $g_{Scmidt} = 1.42$ である。また，^{131}Cs より中性子数が 2 少ない ^{129}Cs の $11/2^-$ 状態の g−因子は $g = 1.191 \pm 0.018$ であることが報告されている。詳細な解析は現在進行中であるが，上の実験結果は ^{131}Cs における 775.3 keV の $11/2^-$ 状態が，かなり純粋な $h\,11/2$ 陽子準粒子状態であることを示唆する。このことは既に観測された $11/2^-$ 状態から始まる回転バンドの解析において，最初の回転整列が $h\,11/2$ 陽子によるものであることと矛盾しない。

(2) 5 分割型ゲルマニウム検出器によるガンマ線直線偏光測定（小松原哲郎，古野興平)

5 分割セグメント型ゲルマニウム検出器の直線偏光測定器としての性能を調べる実験を行った。まず，検出効率のエネルギー依存性について ^{152}Eu を用いて測定した。クリスタルボールに設置した時と同じ条件として，5 分割セグメント型ゲルマニウム検出器を BGO アンチコンプトン・シールド内に設置し，見込み角度 $\theta_{1/2} = 9^\circ$ のコリメータを通過したガンマ線の強度を測定した。直線偏光測定の為にコインシデンスモードにて測定した場合の検出効率は，シングルスの約１０の１であり，この結果はモンテカルロ計算とほぼ一致した。

また，^{127}Ba によるインビーム実験により直線偏光検出感度を測定した。^{127}Ba 原子核は 55 MeV に加速された ^{12}C ビームを ^{118}Sn ターゲットに照射し ^{118}Sn(^{12}C,3n) ^{127}Ba 反応で生成した。5 分割セグメント型検出器は，クリスタルボールに設置する時と同様に BGO アンチコンプトンシールド内に設置し，^{127}Ba 原子核の放出する多数のガンマ線を観測した。測定されたガンマ線の偏極度は，電磁放射多重度が M1 の場合は負，E2 は正と観測され，この測定器により直線偏光測定が可能である

事が確認できた。

今回の結果は，既に報告されている４分割型（クローバー型）の性能と比較して検出感度が低かったが，この理由をモンテカルロ計算により調べた。この計算の結果，ゲルマニウム結晶内部での散乱角度 ϕ に対する選択感度が４分割型に比較し５分割型がかなり劣る事が判明した。図に示した様に，計算より作成した散乱角度 ϕ に関するヒストグラムは，x 方向を検出した場合，$\phi = 0°$ と $180°$ に山があり，y 方向を検出した場合は逆に$\phi = 90°$ と $270°$ が高くなるが，この高低の差は４分割型に比べ５分割型は３分の１程度の振幅しか無い。この結果から５分割型は直線偏光の測定感度が鈍い事が判った。

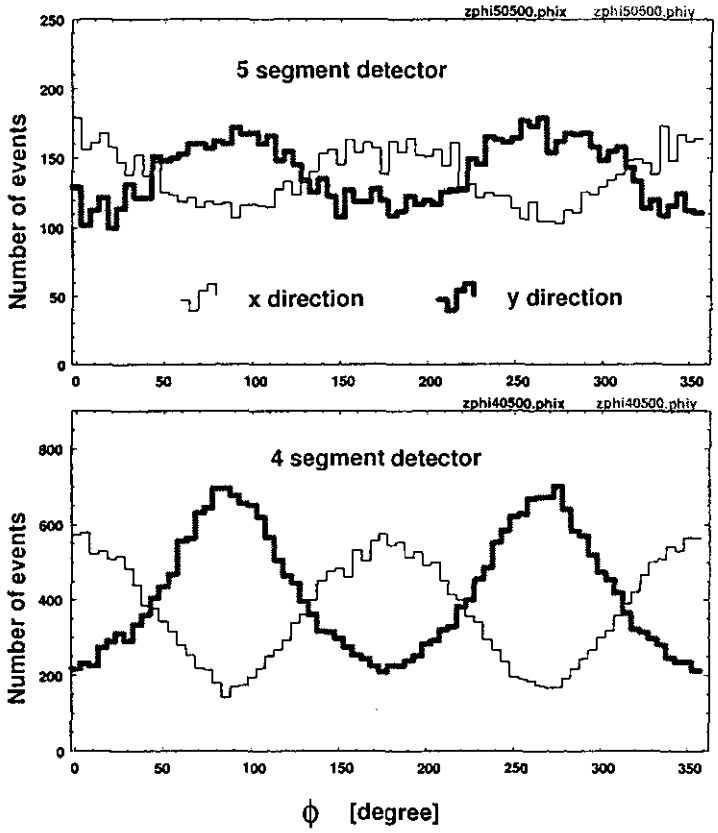


図 1: コンプトン直線偏光測定器内での散乱角度 ϕ の分布のモンテカルロ計算結果。図上は５分割型，下は４分割の形状で，500 keV のガンマ線が入射した場合について計算した。

(3)^{122}Xe，^{115}I の原子核構造の研究（小松原哲郎，古野興平，Chang Bum Moon(Hoseo Univ., Korea)）

質量数１３０領域の原子核は変形パラメータ γ 方向の変形に対して柔らかく，γ ソフトといわれている。これは，最外殻の陽子と中性子の軌道配位が，陽子は $\Omega = 1/2$ で原子核をラグビーボール状に変形させ，一方，中性子については $h11/2$ 軌道の中ほどまで詰まっているため核の形を皿状にする効果がある為である。この陽子と中性子の異なる変形の効果によりこの領域の原子核構造は，非常に多岐多様な構造が現れる。

この領域の原子核の ^{115}I と ^{122}Xe に関してインビームガンマ線分光実験を行った。^{115}I は 12UD タンデム加速器により加速された 108 MeV の ^{29}Si ビームを ^{89}Y ターゲットに照射し^{89}Y(^{29}Si,3n)^{115}I 反応で生成した。この実験データの解析の結果，パリティ正のバンド構造があらたに見いだされ，$47/2^+$ 準位まで観測された。また，^{122}Xe は^{109}Ag(^{16}O,p2n)^{122}Xe 反応にて生成し，ガンマ線同時測定実験を行った。この実験の結果，励起エネルギー 4826.9 keV の 12^+ 準位が確認でき，この準位から始まる M1 バンドが新たに観測された。

【2】クラスターグループ（李相茂、新井一郎，鈴木裕之、宮崎隆）

(1) スパッタリングにより生成された3-d遷移金属クラスターのサイズ分布におけるスケーリング

はじめに

エネルギーを持った原子によって物質表面を衝撃して粒子放出を起こす現象としてよく知られているスパッタリングはこれまでに長い研究の歴史がある。しかしながら、これまでに発表されている論文の多くはは主に全スパッタリング収量の測定に関するものがほとんどで、クラスター放出のような現象は全く手の付かない領域として残されたままの状態である。実際、クラスター形成の基本的なメカニズムでさえいまだに確立していない[1]。

初期の研究では、スパッタリングにおけるクラスター形成は、衝撃を受けた固体表面からのひとまとまりの粒子放出であると考えられていた。一方、現在では、スパッタリングの結果放出される個別原子の統計的凝集過程であると信じられている。最近の研究[2,3,4]から、測定されたクラスターサイズ分布に対してスケーリング理論を適用することが考えられ、スパッタリングにおけるクラスター形成についていずれの場合が妥当するのか、大きなヒントを得ることが期待される。

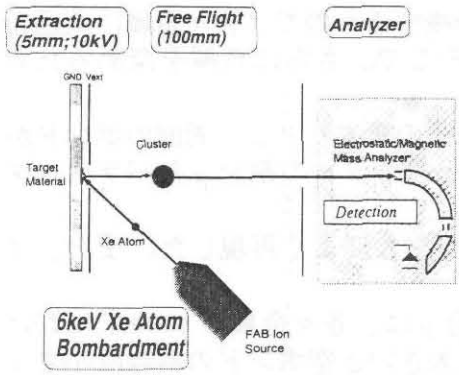


FIG. 1. 実験セットアップ

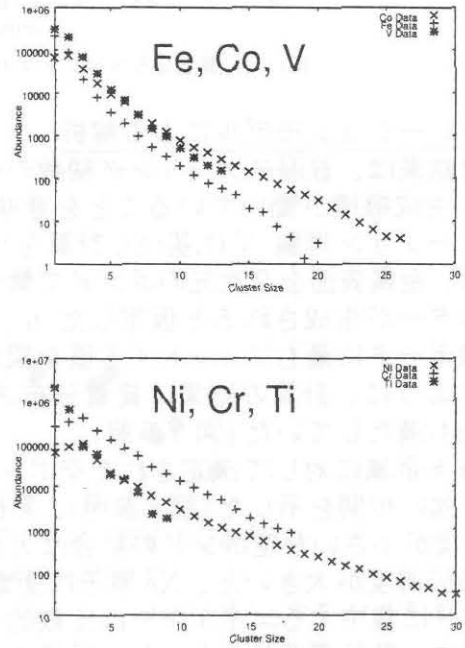


FIG. 2. 質量分布スペクトル

実験

図1に実験セットアップを示す。FAB(Fast Atom Bombardment)イオン源から引き出された6keVのXe原子ビームで標的表面を衝撃することにより、クラスターを生成した。標的には、3-d遷移金属であるTi、V、Cr、Mn、Fe、Co、NiおよびZnが用いられた。生成されたクラスターは10kVの加速電圧で加速され、Electrostatic/Magnetic質量分析器へと導かれる。磁場の大きさを変えて走査することにより、最大で電荷1・質量5000amuまでのクラスターの質量分布を測定し、50走査分を積算して質量分布スペクトルを得た(図2参照)。

質量分布スペクトル$I(n)$に対して、指数2のスケーリングを仮定する。すなわち、横軸に$\ln \frac{n}{<n>}$をとり、縦軸に$\ln n^2 I(n)$をプロットしてみる。ここで、$<n>$は平均クラス

ターサイズで、

$$< n > = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n^2 I(n)}{\sum_{n=1}^{\infty} n I(n)}$$

として与えられる。Ti、V、Cr、Fe、Co および Ni に対する結果を図 3 に示す。絶対値を調整することにより、すべてのスペクトルが同一のスケーリング関数にフィットしていることがわかる。

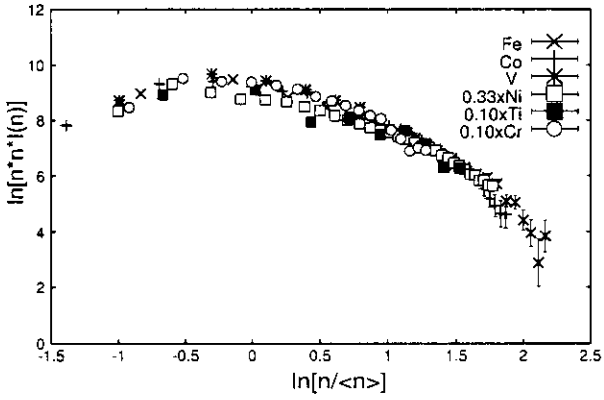


FIG. 3. 質量分布スペクトルのスケーリングプロット

ボンドパーコレーションモデルによる解析

このような結果は、普遍スケーリング関数の存在を示唆するもので、各々金属に共通したクラスター生成機構が働いていることを意味する。そこで、さらに理解を深めるために、パーコレーション理論 [5] に基づく計算を行なった。

モデルでは、金属表面を 2 次元のボンドで繋がれた原子の集まりとし、周囲のボンドが切れてクラスターが生成されると仮定した [6]。計算は、空ボンドの割合 p をパラメータとして、実験データに最もフィットする値を探した。

図 4 に示すように、計算の結果は質量分布スペクトルを大変よく再現した。また、スケーリング則も満たしていた (図 5 参照)。

さらに、各々金属に対して決定された空ボンドの割合 p は、各々金属の $1000K$ における熱伝導度と強い相関を示した (図 6 参照)。熱伝導度が大きいと空ボンドの割合は小さくなり、熱伝導度が小さいと空ボンドの割合は大きくなる。このような傾向は次のように解釈できる。熱伝導度が大きいと、Xe 原子に衝撃された近傍の温度は短時間のうちに下がるので、ボンドに集中するエネルギーは比較的小さくなる。従って、空ボンドの割合も小さくなる。逆に、熱伝導度が小さいと、近傍の温度が下がりにくく、ボンドに集中するエネルギーは比較的大きいままに残る。その結果、空ボンドの割合は大きくなる。

まとめ

6keV の Xe 原子スパッタリングにより生成された 3-d 遷移金属 (Ti、V、Cr、Mn、Fe、Co、Ni および Zn) クラスターのサイズ分布を測定した。スケーリング定理を適用し、Mn と Zn を除いて、一致したスケール分布を得た。この結果は、普遍スケーリング関数の存在を示唆するもので、各々金属に共通した生成機構が働いていることを意味する。さらに理解を深めるために、パーコレーション理論に基づく計算を行なった。金属表面を 2 次元のボンドで繋がれた原子の集まりとし、周囲のボンドが切れてクラスターが生成されると仮定した。計算の結果はサイズ分布を大変よく再現した。また、各々金属に対して空ボン

ドの割合が決定された。空ボンドの割合は各々金属の熱伝導度と強い相関を示すことが分かった。

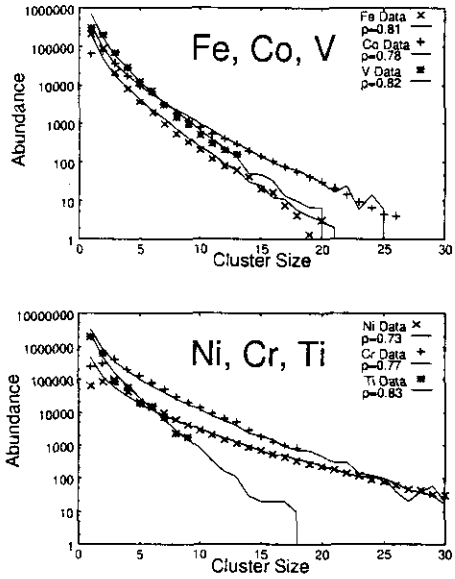


FIG. 4. モデルによる計算結果と実験データ

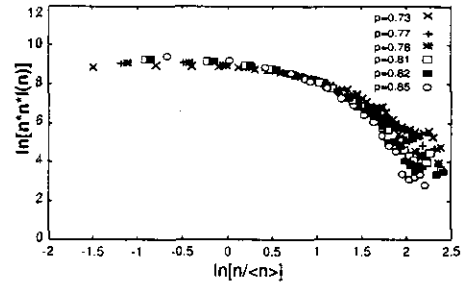


FIG. 5. 計算結果のスケーリングプロット

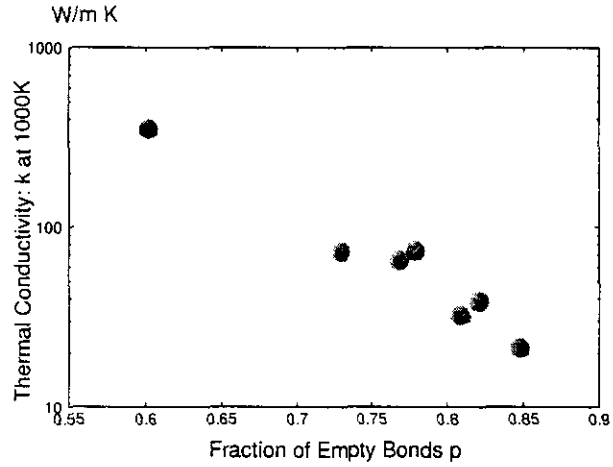


FIG. 6. 1000K での熱伝導度 k（Co については 300K での値）と空ボンドの割合 p

1. W.O. Hofer, in *Sputtering by Particle Bombardment III* eds.: R. Behrisch and K. Wittmaack, Topics in Appl. Phys., **64**, 74(Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1991).
2. M. Zinke-Allmang et al., Phys. Rev. Lett., **68**, 2358(1992).
3. J.G. Amar et al., Phys. Rev., **B50**, 8781(1994).
4. G.S. Bales et al., Phys. Rev., **B50**, 6057(1994).
5. M.B. Isichenko, Rev. Mod. Phys., **64**, 961(1992).
6. さらに厚さを考慮して３次元のボンド構造をとることもありうるが、パーコレション臨界指数はほとんど同じ（２次元が $\tau = 2.05$、３次元が $\tau = 2.19$）なので、サイズ分布自体は本質的には同じになると予想される。

(2) 初期段階における金属クラスター成長の元素依存性

一般的に，クラスターの気相成長には段階的過程があると考えられている．それは，小さいサイズのクラスターの場合には主に単原子の吸着により成長し，融合が可能なほど大きいクラスターの場合には徐々に凝集する，という考え[1]であるが，完全にクラスター成長を説明できる理論はまだ構築されていない．残念ながら，これまでクラスター成長の初期段階を明らかにしようという試みがなされていないばかりでなく，人々の関心が凝縮初期の過飽和状態の計算や，平均クラスターサイズ，核生成率にあったのである[2]．

そこで我々は金属クラスター成長の初期段階を解明するために，マグネトロンとリフレクトロンTOF質量分析器を組み合わせ，クラスターサイズをコントロールできるクラスターイオン源を開発した．この装置によって，Ti, Zn, Zr, Ta, Wといったいくつかの金属に関して，単原子から数百個もの原子を持つクラスターへと連続的に成長する様子を観測した．

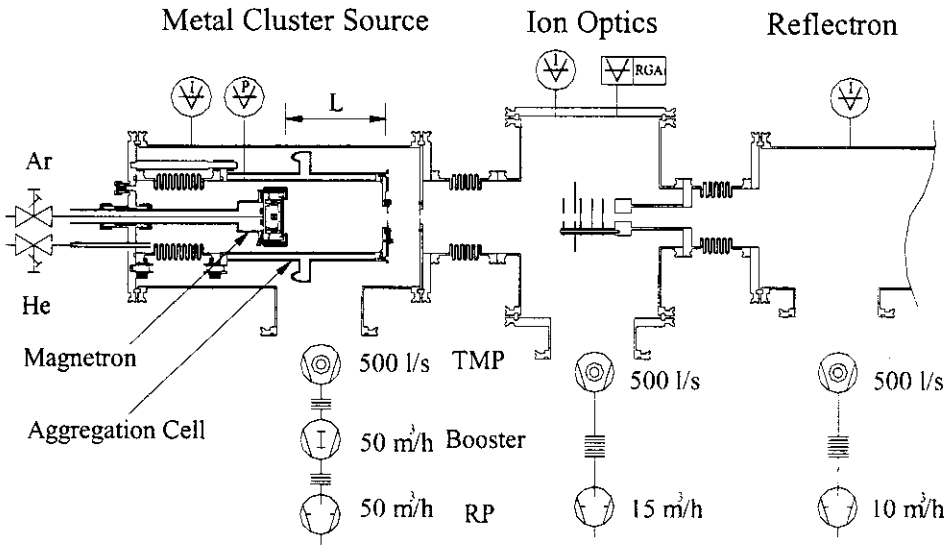


図1．金属クラスターイオン源の模式図．正クラスターイオンは，イオン光学装置(Ion Optics)によってパルス化・加速され，質量スペクトル測定のためリフレクトロンに導かれる．

図1にあるように，本研究で開発した金属クラスターイオン源は，2インチの平面マグネトロン，液体窒素によって冷却された成長領域槽，吹き出し口のアイリスダイヤフラムによって構成されている．成長領域槽内のガス圧及び流速は吹き出し口であるアイリスダイヤフラムの径によって調節し，ArやHeのキャリアガスの流量はMass flow controller)によって制御した．このときArはターゲット上に直接吹き付けるようにし，Heは周辺から流れるように配慮した．

金属クラスターが不活性ガスにより凝集するということはよく知られている．特にマグネトロンスパッ

タリングでは，レーザーやジュール加熱とは異なり十分なガス圧を自由にコントロールすることに優れている[3]．スパッタされた金属原子は結合エネルギーの半分のところにピークを持つような運動エネルギーを持っているが，成長領域槽内のArガスとの衝突により熱緩和及び冷却される[4]．この金属蒸気の冷却により蒸気が過飽和状態になり，次の段階では過飽和状態から凝集形成が行われ，クラスター生成を誘発することとなる．

成長領域槽内のガス圧，スパッタ率及びガスの温度を一定にすると，マグネトロン・ターゲットと引き出し口との距離である成長領域長(L)を変化させることによりクラスターのサイズをコントロールできる．クラスターのサイズ分布測定には，リフレクトロンTOF質量分析器，MCPやクラスターイオンを引き出すためのいくつかのイオン光学系からなるMoコンバージョンダイノードを使用した．

図2は，Tiをターゲットとし，ある条件で成長領域長を増加させると単原子からクラスターが徐々に成長していく様子を示している．ここで着目すべきことは，大きいクラスターが成長していくにつれ，サイズ分布に二つのピーク(1－15の領域，15以上の領域)が現れてくるということである．さらにこの二つのピークの境目が成長領域槽内の圧力やTi蒸気の温度に依存しないということも観測された．

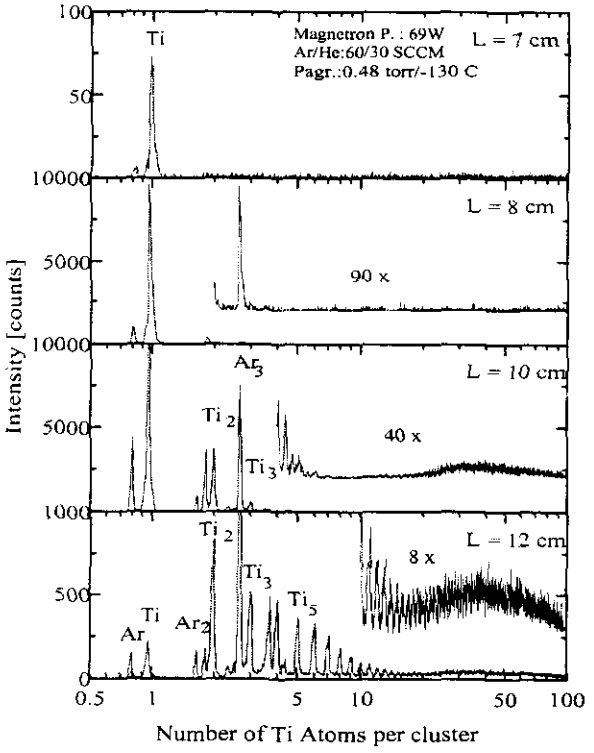


図2．成長領域長を変化させたときのTiクラスターの連続質量スペクトル．成長領域槽内のガス圧:0.48 Torr，マグネトロン出力:69 W，キャリアガス流量 Ar:60 SCCM，He:30 SCCM.

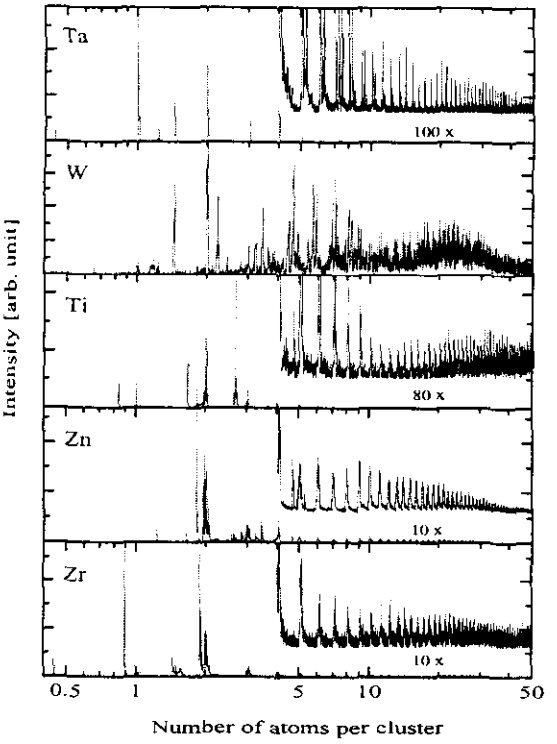


図3．数種類のクラスターの成長初期段階における質量スペクトル．二つのピークの境目は，Ti:15，Ta:16，W:15，Zr:10，Zn:7である．

この境目が元素の種類によってどのように変化するのかを調べるために，数種類の遷移金属(Ti, Ta, W, Zr, Zn)をとりあげ，単原子からクラスターに成長していく様子を観測した．実験で使用した元素の全てにおいてTi同様に二つのピークが観測されたが，その境目はそれぞれ異なる値を示した(図3).実験中のガス圧(ArとHeの混合ガス)はそれぞれの元素について0.4～1.2 Torrの範囲で最適化し，マグネトロンの放電電流は200 V，0.1～0.5 Aとした．

現在に至るまで，クラスター成長初期段階の解釈として古典的核形成理論が広く用いられており[5]，この理論によってクラスター形成における熱力学に関して良く理解することができる．クラスター化の過程におけるGibbs自由エネルギーの変化によってクラスターのクリティカルサイズ$n_{critical}$を以下の式のように見積もることが可能である．

$$n_{critical}=\left\{\frac{8\pi r_{ws}^{2}\gamma}{3k_{B}T\ln P_{v}/P_{s}}\right\}^{3}$$

ここでr_{ws}はwigner seitz径，γは表面張力，P_v及びP_sはそれぞれ元素の蒸気圧，飽和蒸気圧である．$n_{critical}$よりも径の小さいクラスターは蒸発していき，大きいクラスターは成長していく．従って，サイズ分布において観測される二つのピークの境目の位置はクラスターのクリティカルサイズに対応していると考えられる．

クリティカルサイズは厳密に言えば，温度や飽和蒸気圧に依存している．成長領域槽内におけるキャリアガス原子との衝突の際に凝集熱の移動が起こりうると仮定した場合，上記の方程式によってクリティカルサイズを見積もることができる．Tiの場合には，γ =1,650 dyn/cm, P_s(500K)～10^{-35} Pa, P_v～10^{-5} Pa, 原子半径1.35 Åの値を代入して計算すると，クリティカルサイズは単原子よりも小さいものとなる．ここでは典型的なグロー放電プラズマのイオン温度を使用した．キャリアガスによるスパッタされた原子の減少を無視すると，放電電流(0.35

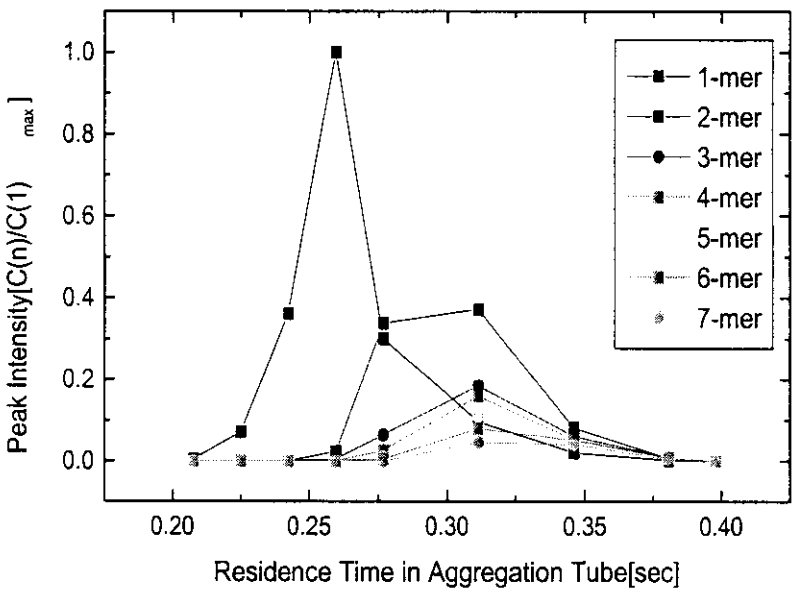


図4．Tiクラスターのそれぞれのサイズにおける強度と成長領域内での存在時間との関係．

A)及びTiのスパッタ率(Arイオンの場合，200 Vで0.88)，さらには 成長領域槽内のキャリアガスの流速(V_{drift}～30 cm/sec)を考慮することにより，P_vを見積もることができる．

不思議なことに，我々の実験結果は古典的核形成理論から期待されるものとはかけ離れるものとなった．では一体，Tiクラスターの質量スペクトルの15付近に見られるディップの起源はなんなのであろう？さらにクラスター成長の初期段階には，単原子濃度の急激な減少も見られた．マグネトロンによってスパッタされた単原子には初期運動エネルギーがある[4]ため，熱的に緩和するためには十分な距離とガス圧が必要となってくる．図4に示すように，成長領域長が6 cm以下の場合，ピークは観測されなかった．また，単原子の強度が最初は増加するが，すぐに急激に減少する様子が観測された．これは，クラスター形成が行われているということであり，クラスター形成が起こり始めると，単原子の強度が二原子のものよりも少なくなるためである．これらの結果から，クラスター形成は単原子ではなく多原子のクラスターによって成長していくと結論できる．

我々は今回の実験を通して，クラスター成長を説明するための新たな理論の構築の必要性を強く感じた．

References

[1] J. M. Soler, N. Garcia, O. Echt, K. Sattler and E. Recknagel, Phys. Rev. Lett., 49, 1857-60 (1982)

[2] W. Knauer, J. Appl. Phys. 62. 841-51 (1987)

[3] M. Ohring, "The materials science of thin films", Academic Press Inc. (1992) pp 132-133

[4] K. Meyer, I. K. Schuller and C. M. Falco, J. Appl. Phys., 52, 5803-05 (1981)

[5] J. Frenkel, "Kinetic theory of liquids", Oxford University press(1946) pp. 366-426

(3) 数 keV 領域における希ガス原子と炭素クラスターの散乱

C_{60} や C_{70} などの炭素クラスターにおける原子散乱の研究は、多体場での原子間ポテンシャルを実験的に決めることに繋がる。これまで我々は、数 keV 領域で希ガスイオンと C_{60} 内の単一炭素原子との準弾性散乱の散乱角分布を測定する実験を行ってきた[1]。測定された微分断面積（Fig. 1）は、Moliére ポテンシャルによる理論計算や、多重散乱を考慮した分子動力学によるシミュレーション[2]では全く説明できなかった。そこで我々は、測定した微分断面積から C_{60} 内部での希ガス-炭素原子の有効的な原子間ポテンシャルを逆に導くことを試みた。Moliére ポテンシャルを $V_M(r)$として、有効ポテンシャルを $V_{eff}(r)=V_M(r)S(r)$とおいたところ、付加関数 $S(r)$は Woods-Saxon 型関数、$S(r)=a_1+(1-a_1)/[1+\exp\{(r-a_2)/a_3\}]$でモデル化することができた。有効ポテンシャルから計算される微分断面積を最小二乗法により測定された断面積にフィットさせ $S(r)$関数を決定した。S(r)関数のパラメータは Table 1 に示す。また Ar-C について Moliére ポテンシャルと有効ポテンシャルの形を Fig. 2 に示す。$r>a_2$ において強い電子遮蔽の効果が見られた。この実験により、C_{60} 内の原子散乱では、単体同士の原子散乱では見られない強い電子遮蔽の効果が見られた。この電子遮蔽の原因は、C_{60} の構造上の特徴に依るものであると考えられる。例えば、C_{60} 内に非局在化する π 電子や 60 個の炭素原子による多体効果、炭素原子の結合様式などがあげられる。

今回我々は、この C_{60} 内の原子散乱で見られた電子遮蔽の効果をより詳しく調べるため、C_{60} と構造が異なる炭素クラスター（C_{70}、アントラセン、ピレン）を用いて同様の実験を行った。とくに、C_{60} とこれらの炭素クラスターとの構造上の相違点や類似点をもとにして、測定した微分断面積の比較検討を行い、電子遮蔽の効果の原因をより詳しく検討した。

本研究では、C_{70} やアントラセン、ピレンなどの炭素クラスターのガスターゲットに数 keV で加速された希ガスイオンを衝突させる実験を行った。希ガスイオンはColutron イオン源[3]といわれるプラズマ型のイオン源で生成され、3～10keV の加速電圧で引き出される。希ガスイオンビームは、その後パルス化装置により数十 ns の幅にパルス化される。炭素クラスターのガスターゲットは、ターゲット分子の粉末をアルミナるつぼで加熱し、スリットを通すことにより分子線にされる。ターゲットが C_{70} のとき、アルミナるつぼは約 550℃に加熱され、アントラセン、ピレンのときは、それぞれ 80℃、110℃に加熱される。散乱原子は Micro Channel Plate[4]で検出され、パルス化装置のトリガーを start 信号とし、MCP の信号を stop 信号とした。飛行時間スペクトルから粒子識別し、対応した炭素原子のピークを積分して散乱微分断面積を導出した。

測定された C_{70} ターゲットにおける散乱微分断面積を Fig. 3 に示す。C_{60} のときの結果と同じ傾向が見られ、有効ポテンシャルが同様に求められた。Fig. 4 は、$S(r)$関数の a_2 パラメータを比較したもので、C_{60} と C_{70} では誤差の範囲内で一致する。以上のことより C_{70} 内の原子散乱では、C_{60} とほぼ同じ $r>a_2$ の領域ににおいて強い電子散乱が見られることがわかった。このことから、C_{60} 内の原子散乱で見られた電子遮蔽の効果は、炭素原子数や分子の対称性に大きく依存しないと考えられる。

アントラセンとピレンの結果を、Fig. 5 に示す。これらの分子では、2 種類の結合様式(A)炭素原子が隣接する 3 個の炭素原子と σ 結合をしているもの、および(B)炭素原子

が隣接する 2 個の炭素原子と 1 個の水素原子とが σ 結合しているもの、がある。アントラセンでは(A)の炭素原子が 4 個で(B)が 10 個である。またピレンではそれぞれ 6 個と 10 個である。次に、(A)の炭素原子と散乱するときは C_{60} 散乱の実験で求めた有効ポテンシャル $V_{eff}(r)$が効き、(B)では Moliére ポテンシャル $V_M(r)$が効くと仮定した。その結果微分断面積は

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Anthracene} = \frac{4}{14}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eff} + \frac{10}{14}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Moliere}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Pyrene} = \frac{6}{16}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eff} + \frac{10}{16}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Moliere}$$

となる。計算を行ったところ、実験結果とうまく一致する結果を得た（Fig. 5 の実線）。したがって、C_{60} で見られる強い電子遮蔽の効果は炭素原子の結合様式(A)が原因である可能性が高い

References

[1]Miura, T., Arai, I., Imanaka, M., Sasaki, H., Tomita, S., & Lee, S.M., *Phys. Rev.* A (to be publiched)

[2]Muramoto, T. *et al*, *Nucl. Instrum. Methods*, B153, 275, (1999)

[3]Wåhlin, *Nucl. Instrum. Methods*, 27, 55 ,(19 64)

[4]Wiza, J.L., *Nucl. Instrum. Methods*, 162, 587, (1979)

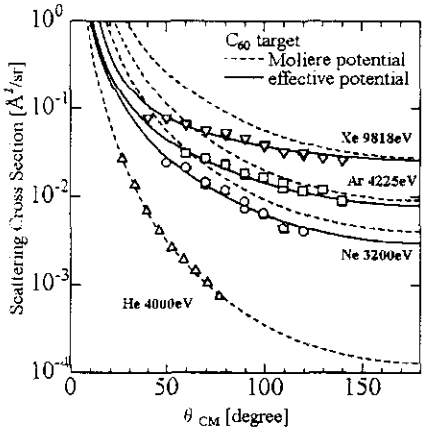


Fig. 1 The differential cross sections of scattering between noble gas atom and carbon atom in C_{60}

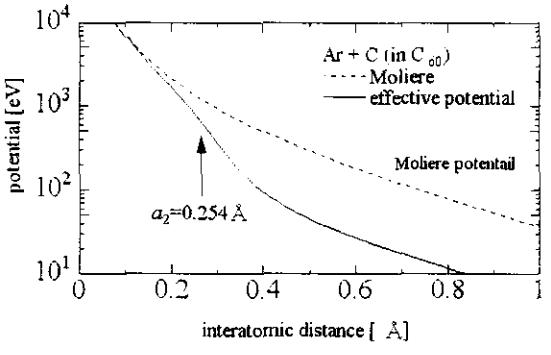


Fig. 2 Interatomic potential between Ar and C atom in C_{60}

beam atom	a_1	a_2 [Å]	a_3 [Å]
Ne	0.148±0.00898	0.182±0.00832	0.0741±0.00637
Ar	0.148±0.00898	0.254±0.00610	0.0503±0.00190
Xe	0.148±0.00898	0.390±0.00783	0.0363±0.00380

Table 1 The optimized values of parameters a_1, a_2 and a_3 of the function $S(r)$ in C_{60}

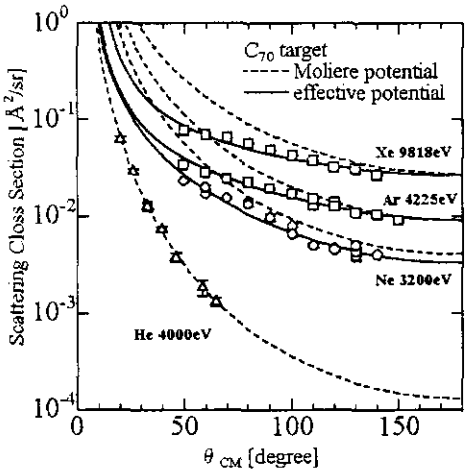


Fig. 3 The differential cross sections of scattering between noble gas atoms and carbon atom in C_{70}

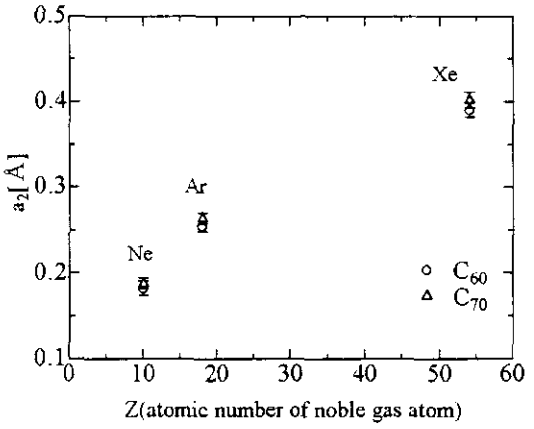


Fig. 4 a_2 parameter of the function $S(r)$ for C_{60} and C_{70}

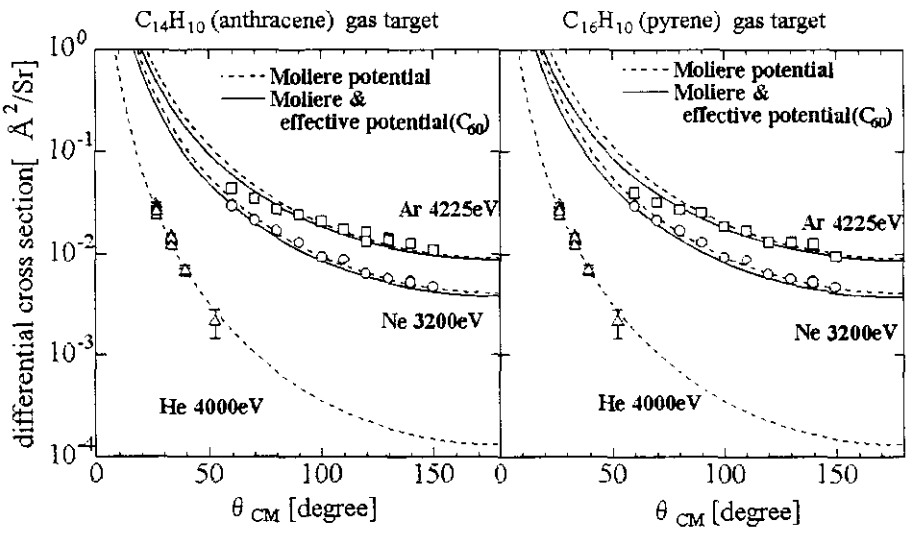


Fig. 5 The differential cross sections of scattering between noble gas atom and carbon atom in anthracene and pyrene

(4) マグネトロンスパッター型金属クラスターイオン源において生成される $(Ar)_3$ クラスターの結合エネルギー

我々のマグネトロンスパッタリング型金属クラスターイオン源ではスパッタガスとして、アルゴンガスを使っている。金属クラスターイオン源を使った主な研究として、金属クラスターの形成と成長の機構を明らかにすることがある。これまで行ってきた実験では、我々は測定した質量スペクトルに Ar の 2 量体や 3 量体のピークが見られた [Fig. 1 and Fig. 2]。しかし、$(Ar)_n$ で n=3 より大きいサイズは検出されなかった。これらの測定結果で考えられる理由をこのレポートでは報告する。

温度を固定した状態で aggregation tube の長さを長くすると、クラスターサイズは徐々に大きくなる。金属クラスターの形成と成長の詳細なメカニズムは我々のグループで計算を行ってきた[4]。また$(Ar)_n$でも同様の実験手順で行ってきた[4]。実験条件は Table 1 に表しす通りである。

$(Ar)_n$ で n=3 より大きなサイズのクラスターが検出されない理由について、2 つの仮定を次に述べる。1 つには$(Ar)_3$より大きなクラスターでは reflectron TOF 装置の飛行の間に分裂すると考えられる。もう 1 つは、クラスターがある理由から$(Ar)_3$ で成長が止まるということである。我々は、これらの仮定を明らかにする解析を行うことにした。それによって、より定量的に結果を扱うことができると考えている。まず、Ar クラスターの結合エネルギーからそれらの residence time と、reflectron TOF 装置での飛行時間を計算した。$(Ar)_n$ の結合エネルギーはいくつの文献[1,2,3](Table 2 参照)から得られた。次の式(1)から$(Ar)_n$ の residence time を計算した。(Table 3 参照).

$$\tau = \tau_o \exp\left(\frac{U_o}{k_B T}\right) \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

Uo = 結合エネルギー (kcal/mol)
T = 絶対温度 (K)
τ_o = 9.1×10^{-12} sec

reflectron TOF 装置の Ar クラスターの飛行時間は式 $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$ で計算される (Table 4 参照)。Table 3 と Table 4 を比較すると、n=3 より大きなサイズのクラスターが小片に分裂するという理由は考えられない。さらに$(Ar)_3$ は検出されるはずではないが、$(Ar)_3$ は我々の実験で得られたスペクトルにはよく見られる。もしイオン源で生成された$(Ar)_3$ の結合エネルギーが Table 2 の値よりも大きいとするなら、結合エネルギーは式(1)から変形した次の式(2)で計算しなおすことができる。

$$k_B T \ln\frac{\tau}{\tau_o} = U_o \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$

式(2)から、$(Ar)_3$ の結合エネルギーは少なくとも 5.48kcal/mol 以上になるはずだとわかった。

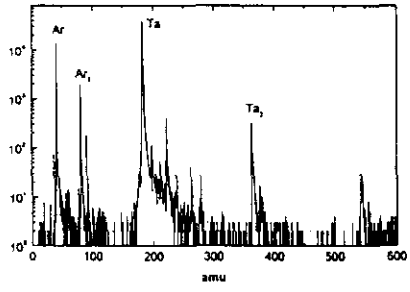
我々の実験から$(Ar)_3$ の結合エネルギーを見積もることができた。そしてクラスターの residence time と結合エネルギーを比較することにより、$(Ar)_3$より大きなクラスターでは我々の TOF 装置のセットアップでは検出されないと思われる。

今後の課題として、aggregation tube の長さを変化と$(Ar)_n$(n=1to 3)の相対的なピークの強度

の傾向を調べる実験を行うことを考えている。

References

[1] K. Hiraoka and T. Mory : J. Chem. Phys., 90, 7143 (1989)
[2] K. Hiraoka, S. Fujimaki, M. Nansu, and A. Minamitsu : J. Chem. Phys., 107, 2550 (1997)
[3] K. Hiraoka, A. Shimizu, A. Minamitsu, M. Nansu, H. Wasada, S. Yamabe : J. Chem. Phys., 108, 6689 (1998)
[4] C. K. Chung, S. M. Lee : Proceedings for the 9th International Symposium on Small Particles and Inorganic Clusters (ISSPIC 9),pl. 4, Lausanne (1998)



Gas Flow Rate	Ar:He=60sccm:60sccm
Aggregation Tube Temp.	-100 C
Pressure in the tube	0.6 torr
Length of the tube	7, 9, 11, 13 cm
Discharge power	200V, 200mA
Target mterial	Ta

Table 1. Experimental conditions.

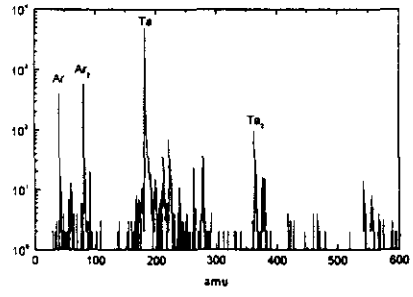


Fig. 1. Ar and Ta clusters spectra were measured at -20℃ : (upper) the length of aggregation tube is 7 cm. (lower) the length is 13cm.

n	Binding Energy of $(Ar)_n^+$(kcal/mol)
2	28.4
3	4.89
4	1.67
5	1.62
6	1.62
7	1.59
8	1.59
9	1.57
10	1.55

Table 2. The binding energies of $(Ar)_n$ clusters. [1,2,3]

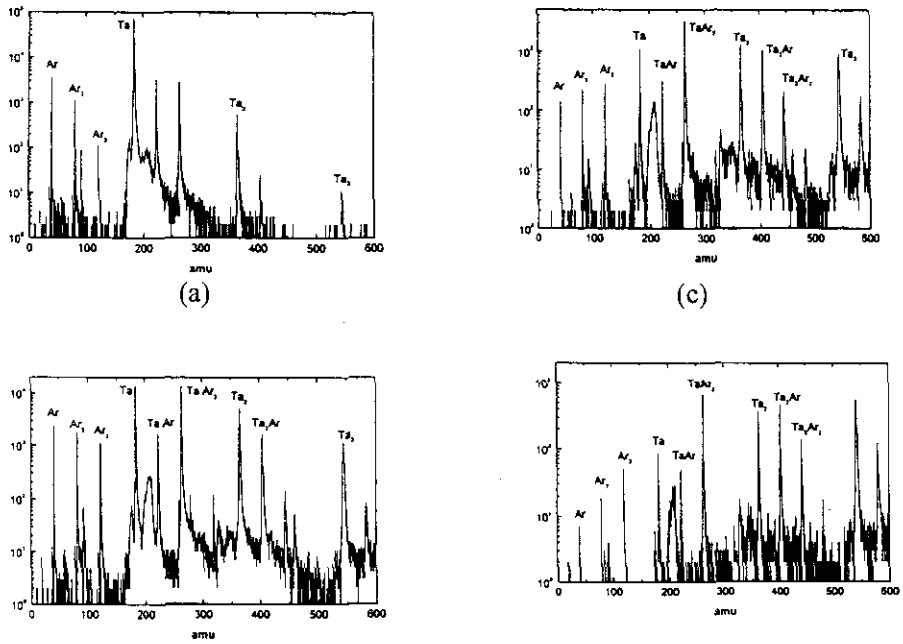


Fig. 2. The mass spectra of Ar and Ta clusters were measured at -100℃. The lengths of aggregation tube are changed for experiment as follows ; (a) 7cm, (b) 9cm, (c) 11cm and (d) 13cm, respectively.

n	Residence Time of $(Ar)_n^+$ (sec)
2	6.63×10^{23}
3	13.6×10^{-6}
4	1.17×10^{-9}
5	1.01×10^{-9}
6	1.01×10^{-9}
7	0.926×10^{-9}
8	0.926×10^{-9}
9	0.874×10^{-9}
10	0.875×10^{-9}

Table 3. The residence time of $(Ar)_n$ reduced from Table 2.

n	Flight Time of $(Ar)_n^+$ (sec)
2	0.063×10^{-3}
3	0.077×10^{-3}
4	0.089×10^{-3}

Table 4. The flight times of $(Ar)_n$ in our TOF system.
Acceleration voltage : 1.25KV, and
total flight length : 3.44m

(5) ニオブクラスター陽イオンに対する窒素及び二酸化炭素の反応性

【序論】 数個から数十個位までの比較的小さいクラスターは構成原子数による幾何構造や電子構造の変化に起因して物性を大きく変化させることが考えられる。特に遷移金属の Nb クラスターの反応は近年よく研究がなされているが、反応性の構成原子数依存性の劇的な変化が何に依っているのかは未だ解明されていない。本研究では Nb クラスター陽イオンと N_2、CO_2 との反応速度定数を測定し、それらの反応機構について考察した。

【実験】 実験装置は主に Nd:YAG レーザーの第二高調波を用いたレーザー蒸発/超音速ジェットクラスターイオン源とフーリエ変換イオンサイクロトロン共鳴質量分析器（FT-ICR）から成る。イオン源により生成した Nb クラスター陽イオンを FT-ICR チャンバー（到達真空度～10^{-9}Torr）に導入し、3T の静磁場中に置かれた FT-ICR セルに閉じ込めた。Ar ガスとの衝突により並進運動エネルギーを奪った後、セルに導入してある N2 または CO2 と反応させた。反応ガスの圧力及び反応時間を変化させて得られた生成物の質量スペクトルの測定を行った。

【結果と考察】 N_2 については Nb_n^+ に N_2 分子単位で段階的に付着していく反応であることが確認された。反応生成物中の Nb_n^+ の相対量は反応時間の増加とともに指数関数的な減衰を示しており、フィットすることによりクラスターサイズ n=5～13 についての第一段階の反応 $Nb_n^+ + N_2 \rightarrow Nb_nN_2^+$ の反応速度定数を得た。図 1 のように、偶奇的で劇的な振動構造が見られ、4～10 量体については Berces らによる中性 Nbn クラスターに対する反応速度定数とのよい一致が見られるが、11、12 量体については大きな違いが見られる。

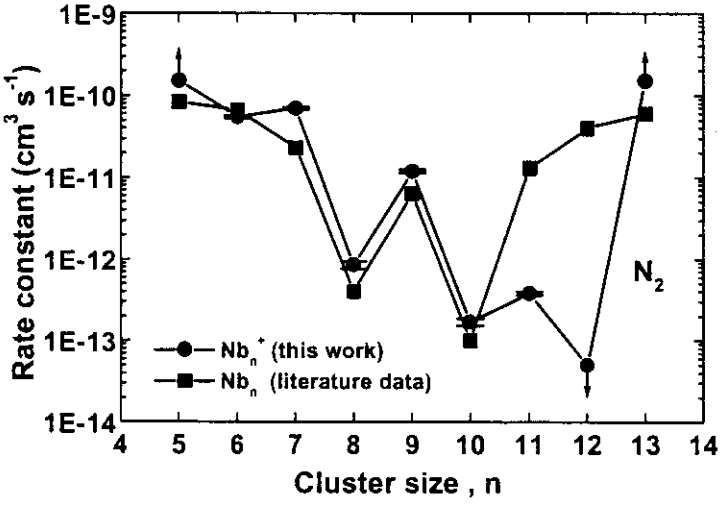


図 2　Nb クラスター陽イオンに対する N2 の反応速度定数のクラスターサイズ依存性

一方、CO2 についてもクラスターサイズ n=5～14 について第一段階の反応速度定数を求めた。偶奇的な振動構造及び構成原子数の増大に伴い反応速度定数の増大する傾向が見られる。また、反応による生成物は NbnO+と NbnCO2+の二種類であるが構成原子数の増大に伴い生成物の NbnO+に対する NbnCO2+の割合が増大していく傾向も見られる。この二つの反応過程の競合はクラスターサイズによる内部自由度の違いにより説明できる。つまり、反応後大きなクラスターは余分なエネルギーを内部自由度に分散して安定化できるのに対し、小さなクラスターは内部自由度も小さいため安定化できず、CO を放出することで安定化すると考えられる。

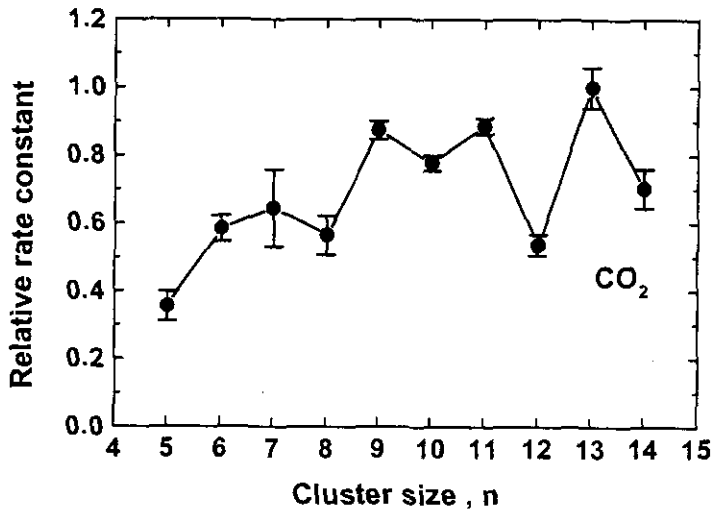


図 3　Nb クラスター陽イオンに対する CO2 の反応速度定数のクラスターサイズ依存性

[1] A.Berces,P.A.Hackett,J.Chem.Phys. 108(1998)5476

(6) コルトロンイオン源による *GaN* ビームの生成

高輝度の青色ダイオード（LED）や青色レーザーダイオード（LD）は、次世代フルカラーディスプレイのキーデバイスとして注目されており、1960 年代後半から多くの研究がなされてきた。特に ZnSe[1,2]等のⅡ－Ⅵ属半導体物質や、GaN[3]等のⅢ－Ⅴ属窒化物半導体に関しては、それらのエネルギーバンドギャップが青色発光に適していることもあり（ZnSe:2.67eV、GaN:3.44eV）、精力的な研究が続けられている。しかし最近、Ⅱ－Ⅵ属半導体物質に関しては格子欠陥により長い lifetime の発光が得られにくいことが判明したため、実用的デバイス開発には困難であるという研究結果が報告された[4]。その一方で GaN は、10^8～10^{10}cm^{-2}[5]という多くの格子欠陥を持つにも拘わらず、それが発光特性に影響を与えないため、実用的デバイスにより適していると考えられている。

GaN 結晶を作製する方法は主に二つある。一つは、有機金属気相成長法（MOVPE）[6]であり、もう一つは、分子線エピタキシー（MBE）[7]であり、特に MOVPE 法は GaN 半導体による最初の青色発光実現に寄与したことでも有名である[8]。しかしこの MOVPE 法にも問題点がある。それは、アンモニアと有機金属ガスを直接反応させるため、GaN 以外の副生成物が多くできてしまうことである[9]。さらに、これらの方法のいずれもが巨大な装置、複雑な操作を必要とすることも問題である。このような状況を踏まえて、我々はこれらに代わる方法としてプラズマ型コルトロンイオン源を用いた GaN ビームの生成を試みた。このコルトロンイオン源は前述した二つの方法に比して非常に小型の装置であり、操作も簡便であることが特長である。

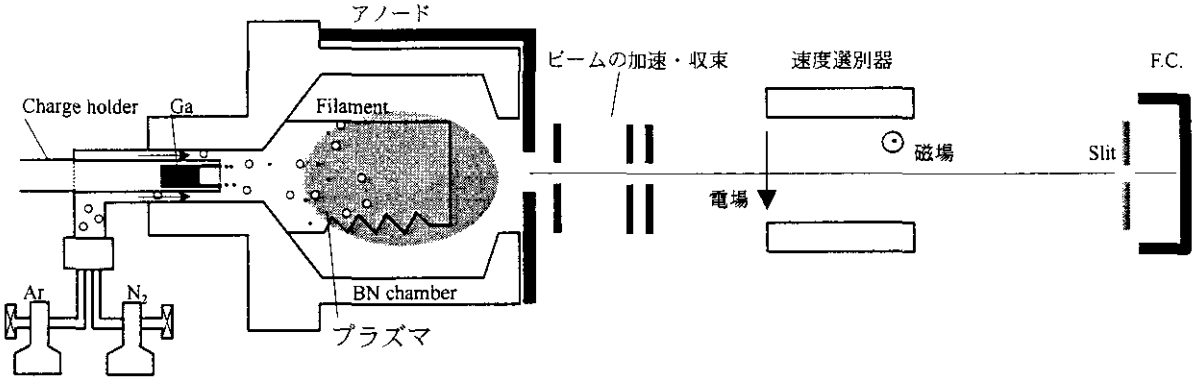


図 1. コルトロンイオン源による GaN ビーム生成の模式図

図 1 に本実験の模式図を示す。Ar ガス、N_2 ガスはマイクロニードルバルブによって、Ga 蒸気は charge holder によってそれぞれチェンバー内に供給され、プラズマ中で直接反応し、GaN イオンが生成される。その後 GaN イオンは、ガス流と気圧差によってチェンバーを飛び出し、4225eV に加速、収束され、GaN イオンビームとなる。このビームは速度選別器によって選別され、スリットを通し、ファラデーカップにてその電流量が測定される。速度選別器の磁場を B、電場を E、加速エネルギーを V とすると、イオンの質量 m_0 は以下の式で表せる。

$$m_0 = \frac{\quad}{E^2}$$

ここで B と V は定数であるため、E を変化させることにより質量を選別できる。

次に実験結果について述べる。本実験では 1×10^{-6}Torr の真空中（図 1 の加速・収束部及び F.C.部）に Ar ガスを流入させ真空度を約 5×10^{-6}Torr とした。この真空中に N_2 ガスを流入させたが、その際、真空度に変化は見られなかった。プラズマが起きる際には Ga 蒸気が発生するため、実験中の真空度は 10^{-6}Torr～10^{-5}Torr 程度まで変化した。

図 2 に、Ar ガスと Ga 蒸気だけを供給した場合（条件 A）の典型的な質量スペクトルを示す。条件 A の場合、$^{69}Ga^+$、$^{71}Ga^+$及び Ar^+、N_2^+のピークが観測された。$^{69}Ga^+$と $^{71}Ga^+$のピークの高さの比はほぼ 6:4 であり、これは Ga の同位体存在比と同様である。また N_2^+ピークが存在するが、これはわずかな不純物の寄与であると考えられる。従って、十分な N_2 ガスがない条件 A では GaN^+が生成されていないことが分かる。次に N_2 ガスを加えた場合（条件 B）、図 2 と同様に $^{69}Ga^+$と $^{71}Ga^+$が存在し、さらにはそれぞれに対応した GaN^+のピークが観測された（図 3）。この実験結果は、世界で初めてプラズマ中で GaN^+イオンが生成されたことを示しており、意義深いものである。しかし、得られる GaN^+イオンビームの電流量が 10pA 程度であり、実用的利用（～1μA）には程遠いというのが現状である。条件 A で 20nA 以上あった $^{69}Ga^+$の電流量が、条件 B では 100pA 程度にまで落ちこんでしまうことを考慮すると、プラズマ中の N_2 ガスの流量が様々なイオン生成に非常に敏感に作用すると言える。従って、さらに GaN 生成を促すためには N_2 ガス流量のコントロールを非常に精密に行う必要があると考えられる。

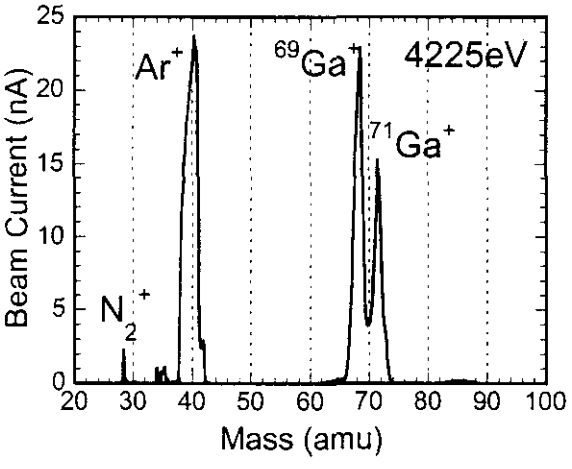


図 2. Ar ガスと Ga 蒸気のみの場合（条件 A）の質量スペクトル

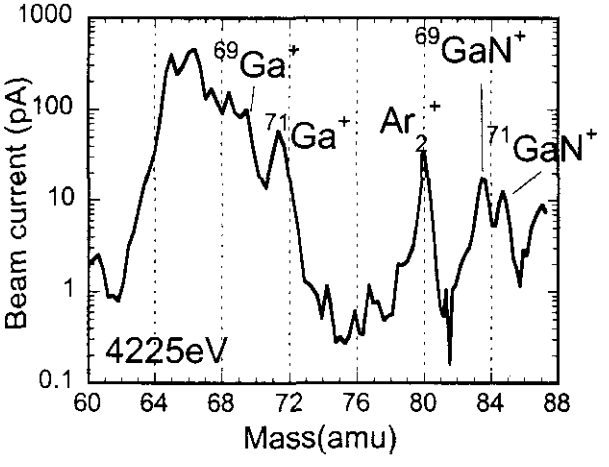


図 3. 条件 A に N_2 ガスも加えた場合（条件 B）の質量スペクトル

References

[1] W. Xie, D.C. Grillo *et. al.*, Appl. Phys. Lett. 60 (1992) 1999

[2] D.E. Eason, Z. Yun *et. al.*, Appl. Phys. Lett. 66 (1995) 115

[3] J.I. Pankove, E.A. Miller and J.E. Berkeyheiser, RCA Review 32 (1971) 383

[4] H. Okuyama and A. Ishibashi, Microelec. J. 25 (1994) 643

[5] F.A. Ponce, B.S. Krusor *et. al.*, Appl. Phys. Lett. 67 (1995) 410

[6] M.A. Khan, R.A. Skogman et. al., Appl. Phys. Lett. 43 (1983) 492

[7] S. Yoshida, S. Misawa and S. Gonda, Appl. Phys Lett. 53 (1982) 6844

[8] S. Nakamura and G. Fasol, The Blue Laser Diode

[9] Y. Koide, H. Itoh et. al., J. Electrochem. Soc. 133 (1986) 1956

(7) 静電場四重極偏向器の開発

私たちは金属クラスターの分裂に関する実験を予定している。非常な多価イオンとの衝突によって、質量で振り分けられたクラスターを多価イオン化し、その結果起こるであろう分裂を観測しようと考えている。これは世界でも類を見ない試みであり、非常に最新のデータを得ることが出来るものと考えている。

この実験で使われるマグネトロンスパッタリングイオン源はクラスターイオンだけでなく、中性クラスターも多量に発生させる。しかし、中性クラスターは真空槽の汚れやディテクターのノイズの原因となり、クラスタービームから中性クラスターだけを取り除く必要がある。そこで静電場四重極偏向器 (QDF) を開発した。

図１はその設計図の一枚である。理論上は４本の電極は双曲の面を持つのが理想であるが [2] 、製作が容易であるという理由で、四分円の形で近似した。クラスタービームを輸送するのにはほとんど支障はない。これらの電極に電圧をかけると、双曲線状のポテンシャルが作り出される。このポテンシャルによってイオンは直角方向に曲げられるのである (図２)。イオンが同じ電荷を持っていれば、偏向角度は運動エネルギーにのみ依存する。偏向マグネットの場合とはここが違っている 。この方法なら全てのイオンは直角方向に曲がり、中性のものは直進する (図３)。

テストとして、 Xe+ のビームを QDF に導入し、可動式のスリットを用いてそのトランスミッションを測定した。測定された輸送率は 80 %を超え、先に挙げた実験に用いるのに十分なパフォーマンスを示した。

[1] S.M.Lee, Bull.Cluster Sci.Tech.,Vol1,No.2(1998).
[2] H.D.Zeman, Rev.Sci.Instrum.48,1079(1977).

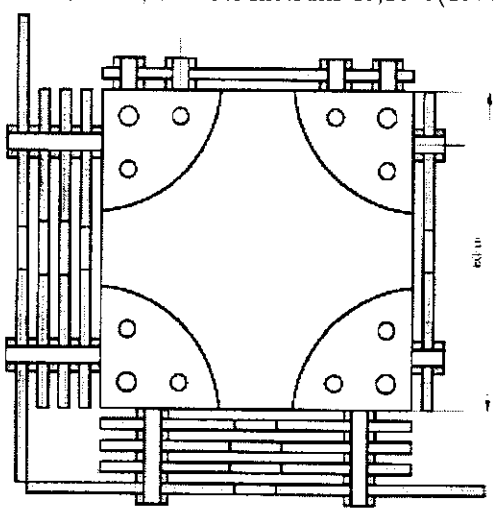


Fig.1 A design sheet of the QDF(a plane view).

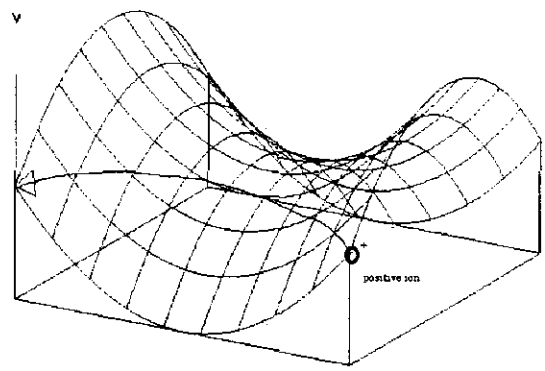


Fig.2 A hyperbolic potential(result of simulation with MATHMATICA software). The cluster ions follow the arrowed line.

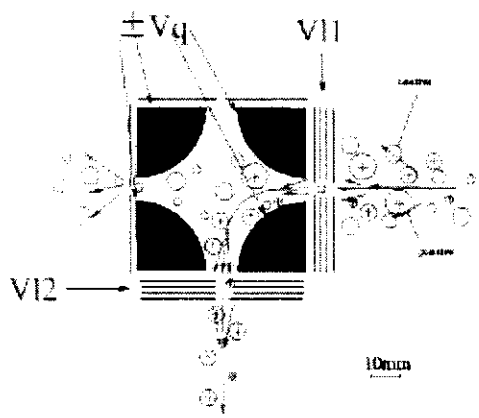


Fig.3 Positive ions are bent to the right while the neutrals go straight.

(8) 二次電子放出を用いたクラスター検出の効率

クラスターの質量分析をするとき、多くの場合にTOF(飛行時間) 測定を用いる。その際、一般には、$-30KeV$ のポテンシャルで加速されたクラスターがダイノード表面に衝突することによって発生する二次電子を検出するダイノード型ストップ信号検出器が有望な方法であるとされている。いくつかの報告[1][2][3][4]によると、カイネティックエミッション (KE) による二次電子数は、粒子速度のしきい速度 $10^6 \sim 10^7 cm/s$ を超えた増加分に比例して増加する。

しかしながら、クラスターの質量は広い範囲 (普通 10〜1000amu) に及ぶので、同一エネルギーの場合であっても、その速度は 2 桁に及ぶ範囲に渡って広がる。その結果、二次電子数はクラスターの質量によって大きく変化するのではないかと予想される。このことは、ダイノード型検出器の持つクラスター検出効率に直接的に影響するはずである。この影響を評価するため、私たちはダイノード型検出器のクラスター検出効率を系統的にに測定した。

TOF 測定によって測定されるクラスターの全収量 Y は

$$Y = A1 * A2 * Q$$

として定義される。ここで、$A1$ は少なくとも一つの二次電子が SSD の検出領域に入る確率である。$A2$ と Q は、それぞれ、一つの二次電子が検出される確率および入射する全クラスター数である。本研究では、$A1$ を統計的な方法により測定した。

S(m) は m、すなわちダイノードにクラスターが衝突することによって発生する二次電子数、の分布関数である。S(m) はいわゆる重ね合わせの原理によって、SSD のパルス波高分布として測定できる。実際、予想通りに、測定された S(m) はポアソン分布に非常によく沿うことがわかった。このことより、測定された $S(m)$ のフィッティングを行うことによって S(0) が評価できることがわかった。一方、$A1$ は

$$A1 = 1 - S(0)$$

で与えられる。

我々はイオンの輸送シミュレーター (SIMION) を用いて、ダリー型と呼ばれる検出器[5]（図 1 参照）をデザインした。サイズ選別されたクラスター正イオンと二次電子は、それぞれ金属ダイノードと SSD に向かって、ダイノードにかけられた $-30kV$ の負バイアス電圧によって加速される。ダイノードには Cu、Al、Mo(純度 99.5 %〜) を用い、クラスターとして $(Cu)_n^+$[n=1-8]、$(Al)_n^+$[n=1-6] を用いて観測した。

図 2 は $(Cu)_4^+$ を Cu ダイノードに衝突させたときの二次電子の SSD エネルギースペクトルである。それぞれのピークに割り当てた数は、二次電子数を意味している。さらに、図 3 にのように、フィッティングによって得られた $S(0)$ を用いて $A1$ を評価した。ここでは、マルチガウシアンフィッティングを試みた。

$(Al)_n^+$ が Cu ダイノードに衝突した場合に、原子あたりの電子転換係数 γ と速度の関係が、奇妙な振る舞いをすることが観測された（図 4 参照)。図 4 の実線は、最小二乗法によるフィッティング結果である。$(Cu)_n^+$ はよく直線に乗るが、$(Al)_n^+$ はそうでない。特に $(Al)_3^+$ は直線から外れている。

カイネティックあるいはポテンシャルエミッションモデルのどちらを用いても、このような逸脱は理解できなかった。

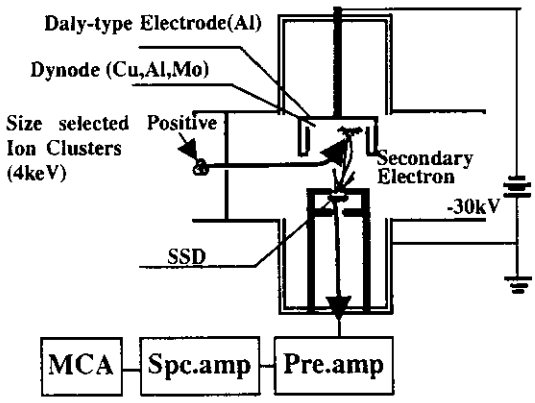


Fig.1 Experimental setup

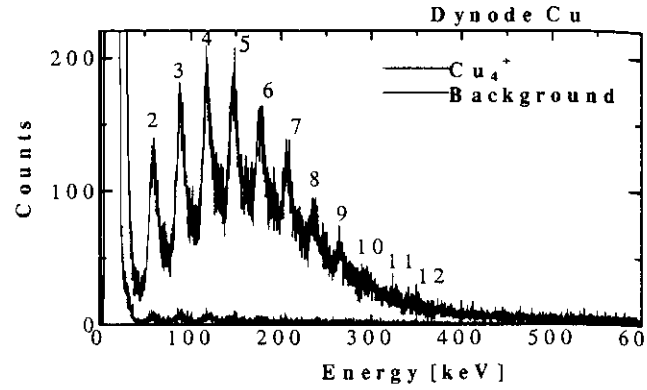


Fig.2 SSD energy spectrum when Cu_4^+ bombarded with a Cu dynode.

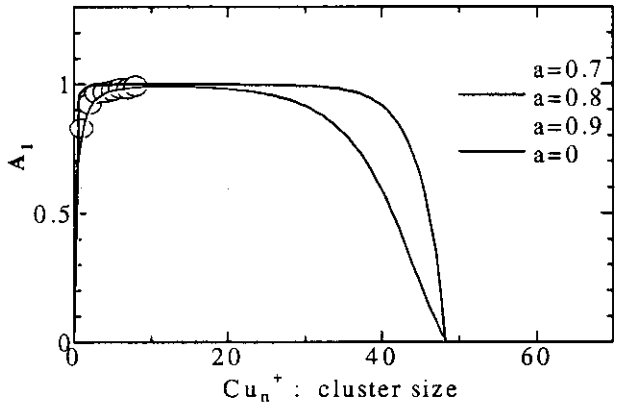


Fig.3 A_1 factor of Cu_n^+ when bombarding with a Cu dynode.

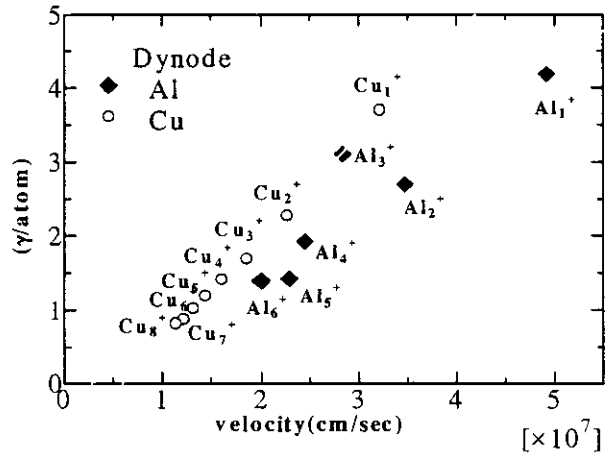


Fig.4 Relation between electron conversion factor γ per atom and velocity.

References

[1] G.Lakits, F.Aumayr and H.Winter , Rev.Sci.Instr. 60,(1989)3151.

[2] R.J.Beuhler, L.Friedman, Nucl.Instr.Meth. 170,(1980)309.

[3] F.Thum, W.O.Hofer, Suf.Sci. 90,(1979)331.

[4] Hasselkanp, et.al. Particles Induced Electron Emission II ; Springer-Verlag ,: Berlin,1992.

[5] N.R.Daly, Rev.Sci.Instr. 31,(1960)264.

[6] SIMION3D, Idaho National Engineering Laboratory Chemical Materials & Processes Department Lockheed Idaho Technologies Company.

(9) クラスター分裂実験のためのイオンビームオプティクスの開発

様々な金属のクラスターイオンを大電流で生成できるマグネトロンスパッタリング方式のクラスター源を用いて，多価に帯電したクラスターの分裂現象を測定する計画が進行中である．地上電位に設置されているこのクラスターイオン源からは，Ar，Heに満たされたクラスター成長領域内から高真空槽内に向けてのガスの流れに乗ってクラスターが輸送されていく．このような低速なイオンの流れでは輸送中にイオンが拡がり消失するため有効に利用できるクラスターイオンの量が少なくなってしまう欠点がある．そこで，クラスター陽イオンをマイナス電位で引き込みかつ2つの静電レンズを用いて収束させながら実験チェンバーにクラスターを導くイオン輸送オプティクスを開発した．

この構造は，円筒形の等電位管の中に二つの静電レンズが配置されるようになっており，クラスター源の10mm下流に配置される．等電位管に-1kVの電圧をかけることによって陽イオンが引き出されレンズによって収束されながら四重極偏向器に入射される．四重極偏向器によって，バックグランドとなる中性クラスターを分離しクラスターイオンのみを取り出すことができる．図1にイオン軌道の計算結果を示す．負電位の等電位管がクラスター源直後にあるためにより多くの正イオンを引き込むことができ，数倍のイオン電流を取り出すことができるようになると予想される．

実際にクラスタービームを通した場合の性能評価は次の様に行った．ファラデーカップを等電位管と同じ電位に保ち，四重極偏向器の出口直後に設置しそこにクラスタービームを入射させた．ファラデーカップに正イオンが入射するためその電源に等量の電流が流れ，その電流を測定することでクラスターイオン電流とした．レンズ電圧を最適化させた結果，ビーム電流は50nAであった．これはレンズ等オプティクスがないときの10倍の電流値でり，十分な性能を示していることがわかった．

References

[1] S. M. Lee, Bull. Cluster Sci. Tech., Vol.1, No.2 (1998).

[2] H. Haberland *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. A **10**, 3266 (1992).

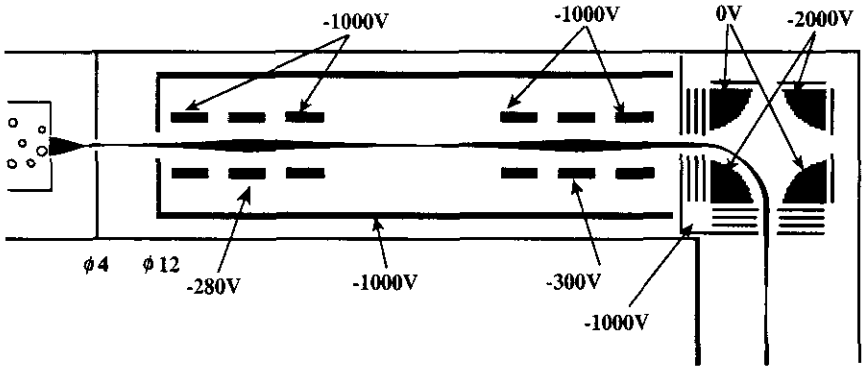


Fig. 1. Computer simulation of ion beam trajectory for ion with a mass of 10000amu, where initial kinetic energy of ion is chosen as 0.1eV.

【３】　スピン偏極核反応実験（青木保夫、田岸義宏）

（１）重陽子の電気分極率とクーロン分解過程

クーロン分解過程を考慮したプログラムの開発はひとまず終了した。このプログラムを用いて、重陽子の弾性散乱を用いた電気的分極率の測定という話題の計算をした。これは、約５０年前に EQR 実験に関連して Ramsay がクーロン障壁よりも充分に低い入射エネルギーの重陽子が原子番号が非常に大きな原子核により弾性散乱される時、重陽子内部の陽子に働くクーロン力の２次の摂動として引力を受ける効果の検出可能性を論じたものである。実験的にはこのアイデアに対応すると思われる微分断面積の現象は観測されていてこれから分極率も推定され、予想よりも幾分大きな値で収束したの思われていた。我々が、開発したプログラムをこの問題に適用してみた。但し、非常に微妙な干渉効果を計算しなければならないので、更に真空偏極の等価ポテンシャルを計算する必要があった。これまでの計算手法はチェビシェフの関数を用いて積分を評価する方法が報告されていたが、我々は更に数値計算法の意味で改良された方法を開発した。この方法は、単純でしかも高速に計算できその上これまで報告されたどの方法よりも高精度のものである。これだけの準備を整えて、上の問題を解いてみた。これまでは、実の等価ポテンシャルを仮定していたが、我々の計算では等価ポテンシャルはどうしても虚部の方が実部よりもずっと大きくなる事が分かった。これはクーロン力の相互作用の２次の摂動項を評価する時、これまでの計算では無視されていた、散乱状態間の行列要素が非常に大きい為である。この計算の結果、これまで導入していた電気的分極率という概念を導入せずに、たの実験で確定している既知のパラメータだけで、上に述べた弾性散乱の微分断面積は説明出来る事が分かった。この結果は、Nuclear Physics A に投稿し受理された。

２）陽子全反応断面積の測定

荷電粒子の全反応断面積の測定は、特に低い入射エネルギーの場合には困難であり、実験例は非常に少ない。ここ数年来、加速器センターでこの測定を実現すべく技術開発を進めて来たが、やっとエネルギー依存性を評価する事が出来るようになった。物理的には、全反応断面積からは標的核の大きさの情報と入射粒子のドブロイ波長との関係や、光学ポテンシャルの虚部についての制限を設定するという利用法がほとんどであった。観測量の名前が示す通り、平均値的な物理量との捉え方がなされて来た。

ここに、微視的な観点を導入しようと考え、(p,n) 反応の閾値付近で全反応断面積が谷を描くはずだと予想をたてた。加速器センターの陽子エネルギーで (p,n) 反応の閾値がくる ^{28}Si とこれよりもずっと閾値が低い ^{27}Al を標的とし全反応断面積のエネルギー依存性を 10-17.5 MeV の範囲で測定し、予想通りの結果を得た。簡単に言うと、入射エネルギーが (p,n) 反応の閾値以下では主な入射陽子の吸収過程は核内陽子の励起とその蒸発と考えて良い。この陽子蒸発過程はクーロン障壁の為に反応の時定数がかなり長い。入射陽子のエネルギーが閾値を越えると、中性子の蒸発過程も許される。この過程にはクーロン障壁は存在しないので、蒸発の時定数は陽子の蒸発よりもかなり短い。中性子励起が起こると、実質的に陽子の蒸発過程は阻害される。戸口の状態に励起された中性子の取り得る途は二つ有る。一つは、蒸発して (p,n) 反応を起こす事である。もう一つは、中性子励起の逆過程をたどる事、即ち弾性散乱に flux をもう一度返す事である。反応の時定数が長いと弾性散乱に帰る確率は少ないが、時定数が短いとこの確率はかなり大きくなる。これが、直観的な閾値付近で全反応断面積のエネルギー依存性を有する原因であると考えている。

この研究は、博士論文としてまとめ、２月に研究科に提出し認められた。

【4】高エネルギー原子核実験（三明康郎、佐藤進、加藤純雄）

（1）核子あたり4、11GeVの金・金衝突における1粒子包括測定及びHBT2粒子相関測定

米国ブルックヘブン国立研究所のAGS加速器を用いて、核子あたり4、11GeVの金・金衝突において1粒子包括測定、さらに核子あたり11GeVにおいて高統計HBT2粒子相関測定を行った。高時間分解能飛行時間測定器を備えたE866実験のForward Spectrometerを用いて測定が行われた[1]。1粒子包括測定では金・金衝突でmid-rapidity領域において衝突中芯度の関数としてパイ中間子、K中間子、陽子、重陽子の横質量分布を測定した。不変微分断面積の横質量分布は指数分布型を示すことが知られているが、核子あたり11GeVの金・金中芯衝突では観測された平均横質量は生成粒子の質量に比例しており、陽子は低横質量領域においては指数関数分布から低くなること、核子あたり4GeVの金・金中芯衝突ではパイ中間子が指数関数分布から凹型にずれる傾向が高統計1粒子包括測定から明らかとなった。これらの特徴は熱的生成源膨張模型[2]を示唆する結果となっている。

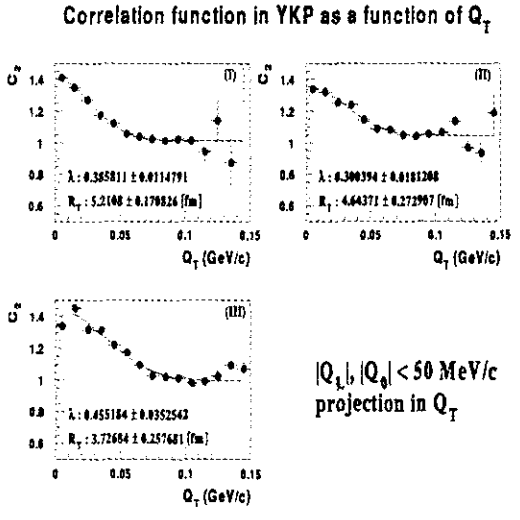


図1；核子あたり11GeVの金・金中芯衝突で測定された正パイ中間子のHBT2粒子相関係数。パイ中間子対の平均横運動量に応じて、Ⅰ、Ⅱ、Ⅲの3つの領域に分けて解析が行われている。

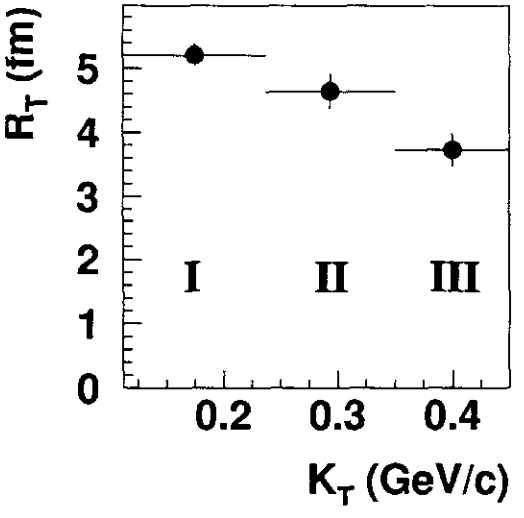


図2；生成源の大きさを表すRTパラメーターの平均横運動量依存性。

核子あたり11GeVの金・金中芯衝突においてなされた高統計HBT2粒子相関測定の結果についてYano-Koonin Podgoretskii解析[3]を行った。図1に測定された2粒子相関係数を相対運動量QTの関数として示す。観測された対運動量を3つの領域に分け、それぞれの領域において、相関関数（$1+\lambda \exp(-Q_T^2R_T^2)$）でフィットを行った。但し、ここで$R_T$は生成源の大きさを表すパラメーターである。すると図2に示すように明らかなK_T依存性が観測された。測定するK_Tの領域を0.1 GeV/cから0.45 GeV/cに増加させると、得られるR_Tは5.21±0.17 fmから3.73±0.26 fmまで減少する。静的生成源からのHBT

２粒子相関は相対運動量だけの関数であり、観測された特徴は熱的生成源膨張模型を示唆する結果となっている。

このように１粒子横質量分布だけでなく２粒子相関においても熱的生成源膨張模型が成立することがわかったので、両観測結果を同一の枠組みを用いて同時に解析し、熱的生成源膨張模型の温度及び平均横膨張速度を精密に求めることに成功した（図３参照）。これは核子あたり１１ＧｅＶの重イオン衝突では初めての解析結果である。

同様の手法で求められた核子あたり１５８ＧｅＶの鉛・鉛衝突実験での温度、平均横膨張速度と比較すると[4]、核子あたり１５８ＧｅＶの衝突の方が高い温度を示すが、平均横膨張速度は逆転して低下していることがわかった。

核子あたり１５８ＧｅＶの鉛・鉛衝突においてＪ／ψ中間子抑制効果[5]や低質量領域のレプトン対生成の増加[6]などクォーク・グルオンプラズマ生成を示唆する観測結果が報告されているが、今回解析された平均横膨張速度の振る舞いもクォーク・グルオンプラズマ生成と矛盾しない結果となった。

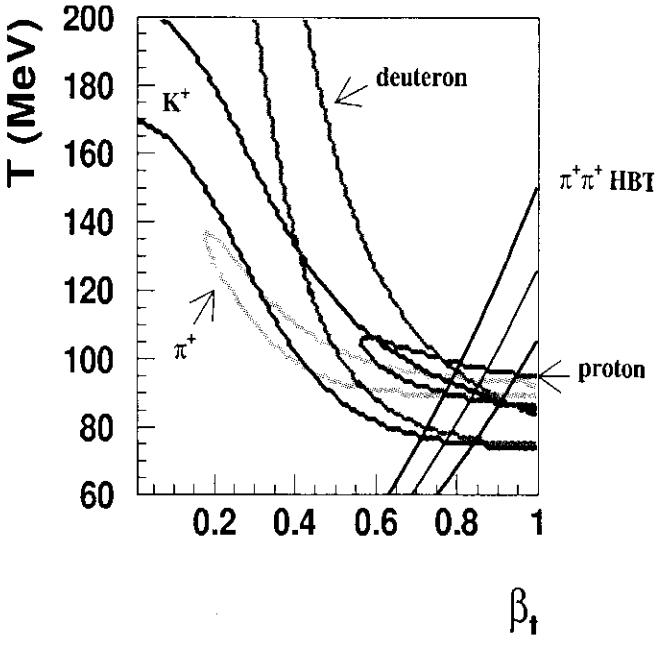


図３；１粒子包括測定及びＨＢＴ２粒子相関測定による熱的生成源膨張模型の温度及び平均横膨張速度。熱的生成源膨張模型によるフィットのχ^2等高線を示す。

Reference

[1] K. Shigaki *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A438 (1999) 282.

[2] U. Heinz *et al.*, Phys. Lett. B382 (1986) 181.

[3] Y. B. Yano, S. E. Koonin, Phys. Lett. B78 (1978) 556; M. I. Podgoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. 37 (1983) 273.

[4] H. Appelshauser et al., Eur. Phys. J. C2 (1998) 661.

[5] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. B450 (1999) 456.

[6] G. Agakichiev *et al.*, Nucl. Phys. A638 (1998) 159c.

（２）核子あたり１５８ＧｅＶの鉛・鉛衝突におけるΔ^{--}生成

欧州共同原子核研究機構（ＣＥＲＮ）のＳＰＳ加速器を用いて核子あたり１５８ＧｅＶの鉛・鉛衝突においてΔ^{--}生成量の測定を行った[1]。高エネルギー原子核・原子核衝突では多数のパイ中間子や陽子が生成され、それらが２次衝突を起こすと期待されることからΔ^{--}生成量の絶対値の決定は衝突時における温度[2]や密度等の良いプローブになると考えられていたが、測定が困難であることから核子あたり１５８

ＧｅＶの原子核・原子核衝突では観測例が無かった。

本測定では核子あたり１５８ＧｅＶの鉛・鉛衝突において陽子、正パイ中間子対を同時測定し、その不変質量分布を求めた。バックグラウンドをMixed Event法により求め、差し引きを行うことによってΔ⁺⁺生成量を決定した（図１参照）。測定器の運動力学的領域の補正、測定効率補正、アイソスピン補正等の結果、Δ粒子／核子比が0.62±0.38と求まった。図２に様々なビームエネルギーにおけるΔ粒子／核子比を比較する[1]。ビームエネルギーと共に増加する様子が見られ、衝突時の温度がより上昇していることに対応していると考えられる。前述の熱的生成源膨張模型により決定された温度からΔ粒子／核子比は0.33と期待されるが、本測定値と誤差の範囲で一致することがわかった。

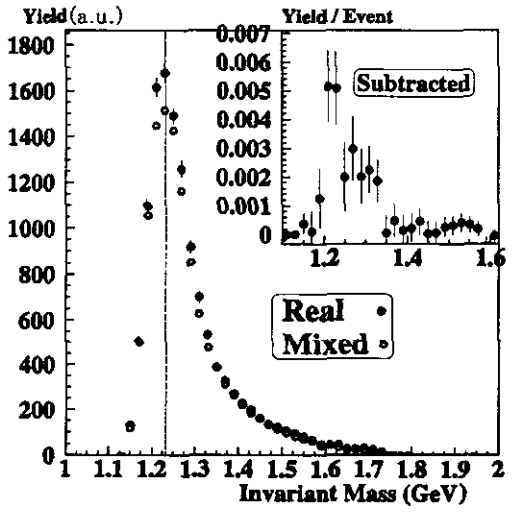


図１；陽子、正パイ中間子の不変質量分布。

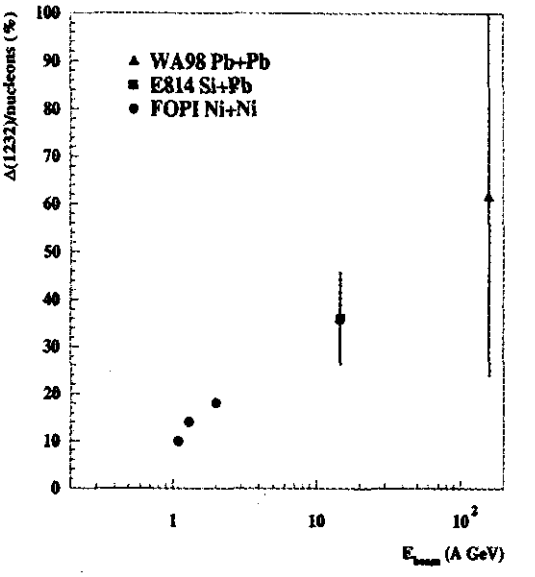


図２；Δ粒子／核子比のビームエネルギー依存性

Reference

[1] S. Sato, K. Chenawi, and WA98 collaborations, Physics Letters B 477 (2000) 37

[2] G.E. Brown, J. Stachel, G.M. Welke, Phys. Lett. B 253 (1991) 19.

（３）高時間分解能飛行時間測定器のＰＨＥＮＩＸ実験への設置

高エネルギー重イオン衝突では宇宙創生時に匹敵する高エネルギー状態が生成されると期待されている。高エネルギー重イオン衝突で反応時に生成される高密度・高温状態ではクォークは個々のハドロンへの閉じ込めから解放され比較的大きな領域を自由に飛び回る状態（クォーク・グルオンプラズマ状態）が生成されると期待されている。米国ブルックヘブン国立研究所（ＢＮＬ）では世界初の衝突型高エネルギー重イオン加速器(Relativistic Heavy Ion Collider)の建設が進められており、２０００年夏までに核子あたり１００ＧｅＶの金の原子核同志の衝突実験が可能となる予定である。反応中心部の数百ｆｍ^{3}の領域に

おいて、２～６ＧｅＶ／ｆｍ^{3}ものエネルギー密度が達成されると予測されており、これは、人類が手にしたことのない最高エネルギー密度であることは言うまでもないが、量子色力学（ＱＣＤ）が予測するクォーク･グルオンプラズマ（ＱＧＰ）相転移に必要なエネルギー密度を十分に越えていると考えられている。

ＲＨＩＣで行われる主要実験の一つであるＰＨＥＮＩＸ実験[1]では、予想されるなるべく多くのＱＧＰ生成のシグナルを同時に測定するために、生成されるレプトン対（ミュー粒子対、電子対）、光子、ハドロン（Ｋ中間子、パイ中間子、ファイ中間子、　陽子、反陽子等々）を測定する。そして、衝突で達成されたエネルギー密度の関数としてＱＧＰ生成を示すアノマリーを同時に検出することによってＱＧＰ生成の証拠とする。ＰＨＥＮＩＸ実験では図１に示すように、３つのスペクトローメーターから構成され、中央スペクトロメーターは飛跡再構成用の種々のトラッキングチェンバー、粒子識別用リングイメージングチェレンコフカウンター、高時間分解能飛行時間測定器、電磁カロリメーターから成り立っている。筑波大学では時間分解能が８５ピコ秒以下の高時間分解能飛行時間測定器[2]の開発・製作を進めてきていたが、１９９９年夏にＰＨＥＮＩＸ実験への設置を完了した（図２）。飛行時間測定器を用いたハドロン測定では、ＱＧＰによる＜ｐｔ＞の増大、ストレンジネス生成量増大、ＨＢＴ効果測定による巨大ハドロン生成源の発生などの効果を探る。

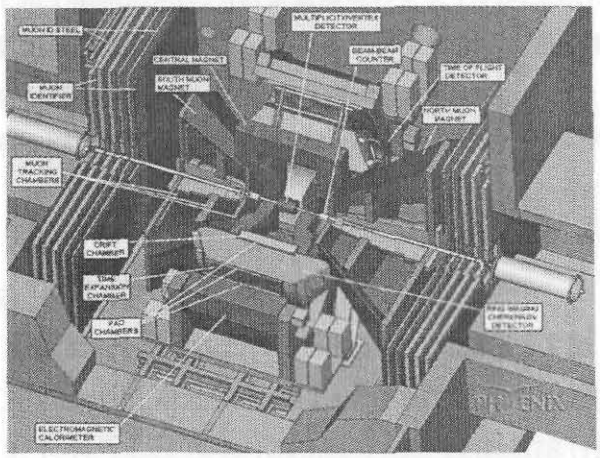


図１；ＰＨＥＮＩＸ実験

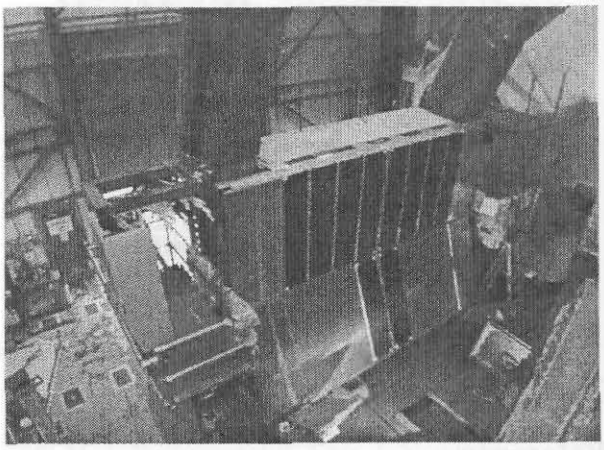


図２；ＰＨＥＮＩＸ実験に設置された高時間分解能飛行時間測定器

References

[1] PHENIX Conceptual Design Report, BNL1993; D.P. Morrison et.al., Nuclear Physics A638, 565c - 569c, 1998.

[2]L. Carlen, et.al., Nuclear Instruments and Methods A431(1999) 123 - 133.

〈論文〉

1. T. Hattori, N. Hayashizaki, S. Matsui, H. Tomizawa, T. Yoshida, K. Sasa, S. Majima, K. Isokawa, T. Ito and S. Yamada, Ion Source of multiply charged C_{60} fullerene ion and fullerene linear accelerator. Proc. of The 8th International Conference on ION SOURCES.
2. T. Kurita, T. Nakagawa, T. Kawaguchi and S.M. Lee, Design of ECR ion source using liquid-helium-free superconducting solenoid coils, Rev. Sci. Inst. 71 (2000), 909 – 911.
3. Y. Tagishi, Measurements of the polarization transfer coefficient for the D(d,p)T reaction at incident deuteron energies less than 100 keV, Proceedings of The RCNP workshop on pin polarized nuclear fusions, RCNP, Osaka, p. 191-199.
4. Y.Aoki, Coulomb break-up of the deuteron, Proc. of the RCNP-TMU Symp. on spin in nuclear and hadronic reactions, Tokyo Metropolitan University, October 26-28(1999)
5. Y. Aoki, N. Okumura, T. Joh, N. Takahashi and Y. Honyu, Coulomb breakup and polarizability of the deuteron, Nucl. Phys. A, in press.
6. L. Carlen, Y. Miake, S. Sato, et.al., A large-acceptance spectrometer for tracking in a high-multiplicity environment based on space point measurements and high-resolution time-of-flight, Nuclear Instruments and Methods A, 431(1999) 123 -133.
7. L. Ahle, Y. Miake, et.al., Proton and deuteron production in Au+Au reactions at 11.6/A-GeV/C, Phys.Rev.C60:064901,1999.
8. L. Ahle, Y. Miake et.al., Simultaneous multiplicity and forward energy characterization of particle spectra in Au+Au collisions at 11.6-A-GeV/C, Phys.Rev.C59:2173-2188,1999.
9. H. Boggild,Y. Miake, et.al., Three pion correlations in sulphur lead collisions at the CERN SPS, Phys.Lett.B455:77-83,1999
10. M.M. Aggarwal, Y. Miake, S. Sato et.al., Freezeout parameters in central 158/A-GeV Pb-208 + Pb-208 collisions, Phys.Rev.Lett.83:926-930,1999
11. L. Ahle, Y. Miake, et.al., Centrality dependence of kaon yields in Si+A and Au+Au collisions at the AGS, Phys.Rev.C60:044904,1999
12. M.M. Aggarwal, Y. Miake, S. Sato, et.al., Systematics of inclusive photon production in 158-A/geV Pb induced reactions on Ni, Nb, and Pb targets, Phys.Lett.B458:422-430,1999.
13. K. Shigaki, Y. Miake, et.al., A forward magnetic spectrometer system for high-energy heavy ion experiments, Nucl.Instrum.Meth.A438:282-301,1999.
14. M.M. Aggarwal, Y. Miake, S. Sato, et.al., Elliptic emission of K+ and PI+in 158-A-GeV Pb+Pb collisions, Phys.Lett.B469:30-36,1999.
15. T. Miura, I. Arai, M. Imanaka, H. Sasaki, S. Tomita, S.M. Lee, Observation of anomalously strong screening effect in collisions between noble gas ion and carbon in C60, Phys. Rev. A62(2000) in press.
16. T Muramoto, Y. Yamamura, T. Miura and S.M. Lee, Calculations of differential cross-section for collisions of noble gas ions with carbon atoms in C_{60}. Nucl. Instrum. Methods in Physics Research B 153 (1999), 275 –279.
17. T. Katabuchi, N. Kawachi, and Y. Tagishi, Macroscopic migration of implanted deuterium along a gas-bubble network, Journal of Applied Physics 86 (1999), No.6, 3030-3035.
18. Y.H. Zhang, T. Hayakawa, M. Oshima, J. Katakura, Y. Hatsukawa, M. Matsuda, H. Kusakari, M. Sugawara and T. Komatsubara, Rorational bands in odd-odd ^{180}Ir, Eur. Phys. Jour., A5 (1999)345-349.
19. T.R. Saitoh, N. Hashimoto, G. Sletten, R.A. Bark, S. Tormanen, M. Bergstrom, K. Furuno, K. Furutaka, G.B. Hagemann, T. Hayakawa, T. Komatsubara, A. Maj, S. Mitarai, M. Oshima, J. Sampson, T. Shizuma, P.G. Varmette Structure of the doubly odd nucleus 180Ta—Description of 23 bands, Nucl. Phys. A660(1999)121-170.
20. M. Sakai, M. Imamura, T. Komatsubara, J. Lu, J. Mukai, T. Shizuma, K. Furuno, T. Hayakawa, K. Furutaka, M. Kidera, M. Oshima, T. Miura, S. Shimizu, Search for correlated two-photon emmision from e^+(^{82}Sr)+Th Interactions, Phys. Lett. 458B(1999)460-465.
21. C.B. Moon, S.J. Chae, T. Komatsubara, T. Shizuma, Y. Sasaki, H. Ishiyama, T. Juhmatsu, K. Furuno, Collective and noncollective states in ^{117}Te, Nucl. Phys. A657(1999)251-266.
22. C.B. Moon, T. Komatsubara, T. Shizuma, Y. Sasaki, H. Ishiyama, T. Juhmatsu, K. Furuno, High-spin states in ^{117}I, Eur. Phys. Jour. A5(1999)13-16.

〈学位論文（博士論文）〉

1. 三浦　崇,　Many body effects in atomic scattering of ions by individual carbons in C_{60} at a few keV.
2. 奥村紀浩,　Total reaction cross section of p+^{28}Si system near neutron threshold energy.
3. 中條達也,
4. 奥村紀浩　Totl reaction cross section of p+28Si ystem near neutron threshold energy

〈学位論文（修士論文）〉

1. 今中　雅士　希ガス原子と炭素クラスターの散乱.
2. 樋野　和彦　２次電子放出を利用したクラスター検出効率.
3. 滝澤　智行　入射エネルギー15～21MeV における ^{2}H(d,p)^{3}H and ^{2}H(d,n)^{3}He 反応の偏極分解能
4. 高橋　憲秋　粒子識別機能を持つ長い位置検出器の開発.
5. 十松　忠士　軸対称検出器配置とγ－γ摂動角相関による ^{131}Cs 状態の核磁気モーメント測定.
6. 大島　弘行　水和シリカガラスの水素分析.
7. 鈴木美和子　飛行時間測定器 Pestov spark counter の持つ時間特性のカスケード放電模型による解釈.
8. 小関　国夫　PHENIX 実験の飛行時間カウンターのオン・ライン高電圧制御システム.
9. 吉川　剛史　高エネルギー原子核衝突実験のための高時間分解能ビームカウンターの開発.

〈招待講演〉

1. 李　相茂　Recent Cluster Researches at University of Tsukuba, 中国 南京大学 2000 年 3 月 2 日.
2. 三明康郎　Collective flow in 158 A GeV Pb+Pb collisions, International Workshop "Flow and strangeness production in heavy ion collisions from relativistic to ultra-relativistic energies" September 27-28, 1999, Obernai (France).
3. 李　相茂　金属クラスターのサイズコントロールとその応用,
荷電粒子ビームの工業への応用第 132 委員会 第 148 回研究会 京大会館 2000 年 1 月 24 日
4. 李　相茂　金属クラスターの生成と崩壊機構，分子科学研究所研究会「遷移金属元素を含む超微粒子の化学と物理」 分子科学研究所，2000 年 3 月 8 日
5. 青木保夫　Polarizability of the deuteron,「スピン偏極核融合ワークショップ」
大阪大学核物理研究センター(RCNP)，1999 年 8 月 2 日—4 日

〈日本物理学会発表〉

1. 絵野沢和彦、倉田美月、栗田和好、佐甲博之、佐藤進、西村俊二、三明康郎、八木浩輔、他
Elliptic Emission of kaons in 158A GeV Pb + Pb Collisions、
平成１１年（‘９９）春の学会（広島大学）
2. 中條達也、加藤純雄、熊谷荒太、栗田和好、三明康郎、佐甲博之、八木浩輔他
Study of hadron spectra and correlation in Au+Au collisions at the energy of 4 - 11 A GeV (AGS-E866)、平成１１年（‘９９）秋の学会（島根大学）
3. 鈴木美和子、相澤美智子、圷雄太、加藤純雄、清道明男、小関国夫、佐藤進、中條達也、
箱崎大祐、平野太一、三明康郎、他，飛行時間測定器 Pestov Spark Counter の問題点解決への試み
平成１１年（‘９９）秋の学会（島根大学）
4. 今中雅士、鈴木裕之、三浦崇、新井一郎、李相茂，数 keV 領域での希ガス原子と C70 内炭素原子の散乱，1999 年秋の分科会 岩手大学 1999 年 9 月 26 日
5. 奥村紀浩，Si をターゲットとしたときの 10-17 MeV 陽子全反応断面積の測定,
平成１１年（‘９９）秋の学会（島根大学）
6. 田岸義宏　シリコン半導体検出器からの未知パルス，平成１１年（‘９９）秋の学会（島根大学）
7. 嶋山稔英、佐々木玄、新井一郎、李相茂，Xe 原子のスパッタリングによる原子クラスターの生成と崩壊，日本物理学会年会 広島大学 1999 年 3 月 28 日
8. 三浦崇、新井一郎、今中雅士、冨田成夫、李相茂，数 keV における C60 内イオン・炭素原子散乱に見る多体効果，日本物理学会年会 広島大学 1999 年 3 月 29 日

9. 片渕竜也、工藤宏平、河地有木、山口充孝、滝沢智行、澤田公大、増野幸一、相田麻理子、飯塚智幸、青木保夫、田岸義宏，Ed=100keV 以下での $^{2}H(d,p)^{3}H$ 反応における偏極移行係数 日本物理学会年会，近畿大学，2000 年 3 月 31 日

〈日本原子力学会発表〉

1. 河地有木，片渕竜也，山口充孝，田岸義宏，D(d,p)T 反応を利用した注入重陽子の内部密度分布測定 日本原子力学会，広島大学，1999 年 3 月 23 日
2. 田岸義宏　筑波大学加速器センター研究紹介，日本原子力学会，新潟工科大学，1999 年 9 月 12 日
3. 田岸義宏　シリコン半導体検出器によるラドン・トロン娘核からのアルファ粒子測定，日本原子力学会，愛媛大学，2000 年 3 月 30 日

〈国内研究会発表〉

1. 鄭春均、樋野和彦、塩崎裕介、李相茂，ハイブリッドクラスターイオン源によるクラスターのサイズコントロール，超微粒子とクラスター懇談会 東京都立大学国際交流会館 1999 年 5 月 12 日
2. 佐々木玄、新井一郎、李相茂，数 keV Xe 原子衝突による 3d-遷移金属クラスターの生成と質量分布 超微粒子とクラスター懇談会 東京都立大学国際交流会館 1999 年 5 月 12 日
3. 三浦崇、新井一郎、今中雅士、冨田成夫、李相茂，C60 クラスター内での原子散乱ポテンシャル，超微粒子とクラスター懇談会 東京都立大学国際交流会館 1999 年 5 月 14 日
4. 嶋山稔英、佐々木玄、新井一郎、李相茂，SIMS による Si、Ge クラスターの生成と崩壊の測定，超微粒子とクラスター懇談会 東京都立大学国際交流会館 1999 年 5 月 14 日
5. 新井一郎、佐々木玄、嶋山稔英、李相茂，6keV の Xe 原子衝撃により生成された Si クラスターの崩壊，第 11 回日本 MRS 学術シンポジウム KSP（かながわサイエンスパーク）1999 年 12 月 17 日
6. 鄭春均、新井一郎、李相茂，マグネトロン型金属クラスターイオン源による金属クラスターの臨界サイズ，第 11 回日本 MRS 学術シンポジウム KSP（かながわサイエンスパーク）1999 年 12 月 17 日
8. 宮崎隆、鈴木裕之、李相茂，金属クラスターを形成核とするナノ構造生成，ベンチャービジネスラボラトリー平成１１年度研究成果発表会 筑波大学，2000 年 3 月 3 日
9. 李相茂、鄭春均、新井一郎、宮崎隆，金属クラスターの生成と多価イオン原子クラスター研究会 宇宙研 2000 年 1 月
10. 三明康郎　高エネルギー重イオン衝突とクォーク・グルーオンプラズマ，原子核３者若手夏の学校、1999 年 7 月 21-26 日，
11. 三明康郎　相対論的重イオン衝突の物理（実験），KEK 田無ハドロン物理研究会，KEK 田無分室、1999 年 12 月 21-23 日，11.
12. 李　相茂，Atomic Cluster Fission，科研費重点領域研究「多自由度トンネル」計画班研究会，中央大学，2000 年 3 月 18 日
13. 島　邦博、石井　聡、大島弘行、木村博美、高橋　務、田島義一、大和良広、小松原哲郎、静間俊行、古野興平，筑波大タンデム加速器の現状，　第１２回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会，1999 年 7 月
14. T.Takeuchi, T.Katayama, T.Nakagawa, M.Okamura, T.Hattori, K.Sasa, S.Kondrasheve. Development of laser ion source at Riken. Proc. 12th Symp. Accelerator Science and Technology, Riken, 203-205 (1999).
15. T.Hattori, S.Matsui, N.Hayashizaki, H.Tomizawa, T.Yoshida, K. Sasa, K.Kawasaki, T.Niizeki, K.Isokawa, M.Okamura, S.Yamada. 2 MeV/u APF-IH Linac for practical use. Proc. 12th Symp. Accelerator Science and Technology, Riken, 121-123 (1999).