

## 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, 江角晋一, 小松原哲郎, 笹 公和  
助手 片淵竜也, 佐藤 進, 宮崎 隆  
準研究員 奥村紀浩  
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 26 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) $^{165}\text{Cs}$ 核における基底状態回転バンドの電磁的性質 (古野興平)

陽子数  $Z = 67$ , 質量数  $A = 165$  のホロミウム (Ho) 原子核の構造は, 比較的大きな 4 重極変形をしたコアに  $h_{11/2}$  殻模型軌道にある陽子 1 個が結合した模型によって近似することができる。この原子核が回転したとき, 回転によってコアや奇数番目の陽子殻模型軌道に与えられる摂動が無視できる場合には, 電氣的 4 重極遷移確率  $B(E2)$  と静的 4 重極モーメント  $Q$  が固有 4 重極モーメント  $Q_0$  及びクレブシュ・ゴールドン係数の簡単な関係式で表され, 一方, 磁気双極子遷移確率  $B(M1)$  と静的磁気モーメント  $\mu$  も核磁子  $\mu_N$ ,  $g_K$ ,  $g_R$ , 及びクレブシュ・ゴールドン係数の簡単な関係式で与えられることが知られている [1]。

しかしながら回転系における粒子にはコリオリの力が作用するので, 奇数番目の陽子軌道は一般に  $\Delta K = 1$  の状態の混合が起こり得る。また高スピン状態ではコアの中の核子の回転整列が起こる。このような回転摂動があるとき, 上の関係式はもはや成立しない。最近,  $^{169}\text{Tm}$  核における基底状態回転バンドの  $\mu$  が測定され, それまでに報告されていた遷移確率のデータと合わせて分析した結果, 奇数場目の陽子ニルソン軌道  $1/2^+[411]$  と  $3/2^+[411]$  とのコリオリ力による混合は, E2 遷移にはあまり影響を与えないが, M1 遷移確率と  $mu$  については上の関係式との明確な差異が明らかにされた [2]。

一般に変形核の回転準位は寿命が非常に短いので, 静的  $Q$  モーメントの測定は殆ど不可能であるが, 最近, 過渡的磁場の利用が確立し, それによって  $\mu$  の測定が可能になった。 $^{165}\text{Ho}$  核は非常に高スピンにならなければ回転整列が起きないので, 基底状態回転バンドの  $B(M1)$  と  $\mu$  の精密なデータからコリオリ混合の大きさを評価することができる。しかしながらその寿命は第 2 励起状態まで,  $\mu$  は基底状態と第 1 励起状態しか測定されていない。そこで我々はさらに上の準位まで寿命と  $\mu$  の測定を行うことにした

始めに予備的実験として  $\mu$  の測定を行った。加速器センターにおいて 68 及び 90 MeV の  $^{32}\text{S}$  ビームを用いてクーロン励起により  $^{165}\text{Ho}$  の励起状態を生成した。励起状態から放射される  $\gamma$  線を 6 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, 反跳核植え込み摂動角相関法により第 2 励起状態の  $g$ -因子を求めた。実験結果は  $g = 0.99 \pm 0.20$  であるが, この値は式 (3) と矛盾しない。しかし誤差がまだ大きすぎるので, さらに統計の良いデータを取る必要がある。また, もっと高い励起状態については, 原研タンデム・ブースター加速器を用いた実験を計画している。

ところで変形核の回転準位のように非常に短い寿命の状態の  $\mu$  の測定は, 核スピンの磁場中におけるラーモア歳差運動に伴う  $\gamma$  線角分布の回転を利用する。その回転角は準位の平均寿命  $\tau$  とラーモア歳差運動の角速度  $\omega_L$  との積  $\omega_L\tau$  の程度であり, まず準位の寿命が正確に分かっていなければならない。上に記したとおり,  $^{165}\text{Ho}$  核の基底状態回転バンドの寿命は第 2 励起状態までしか測定されていないので, この測定を原研タンデム加速器から得られる 250 MeV の  $^{58}\text{Ni}$  ビームによるクーロン励起と反跳ドップラー・シフト法を用いて行った。その結果を図 1 に示す。この実験では, ビーム照射によってターゲットやストッパーが変形したため, ターゲット-ストッパー間の距離の絶対値に対する誤差が非常に大きくなった。この点を改善した再測定を間もなく行う。

文献

- [1] A. ボーア, B.R. モッテルソン著「原子核構造 2」, 有馬朗人, 寺沢徳雄, 市村宗武, 矢崎絢一, 大西直樹 共訳, 講談社, 1980 年
- [2] M.P. Robinson, A.E. Stuchbery, E. Bezakova, S.M. Mullins and H.H. Bolotin, Nucl. Phys. A647(1999)175.

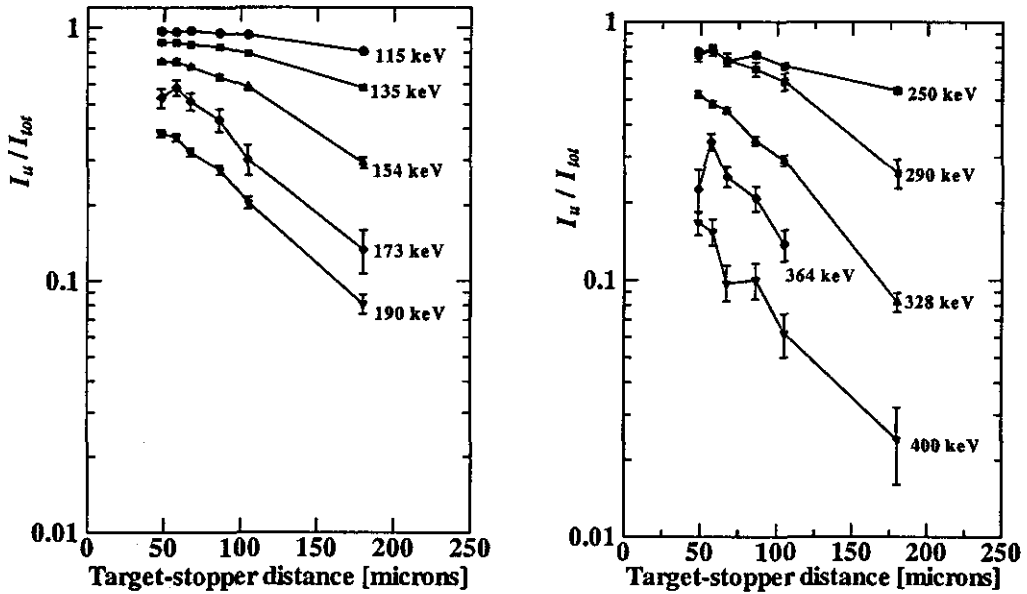


図 1. 縦軸の比  $I_u / I_{tot}$  は励起準位の寿命の関数で, このカーブの解析から各準位の寿命を求めることができる。左側の図は M1 遷移に伴う  $\gamma$  線, 右のグラフは E2 遷移に伴う  $\gamma$  線である。

(2) タンデム加速器による地球科学試料の水素分析 (古野興平, 笹 公和)

加速器センターのタンデム加速器を用いた地球科学試料の水素分析は, 数年前からその開発が進められてきたが, 平成 12 年度に「共鳴原子核反応法による岩石・鉱物中の水素分析法の研究」という課題で科学研究費が採択された。この研究における装置の目標とする性能を表-1 に示す。

表-1 水素分析装置の目標性能

照射ビーム径	30 $\mu\text{m}$
最大分析深さ	30 $\mu\text{m}$ (石英)
深さ方向分解能	5 $\mu\text{m}$ (石英)
検出限界	50 ppm wt % ( $\text{H}_2\text{O}$ )
定量精度	$\pm 15\%$ (50 ppm)
試料ホルダーサイズ	岩石薄片 2 枚分 (24 $\times$ 56 mm $\times$ 2) 電流測定カップ, 蛍光体, 標準水素試料 装備
観察光学系	1 $\mu\text{m}$ の物体が識別可能, 透過光・反射光での観察可 ズーム倍率可能 (焦点距離不変)
試料移動ステップ	1 $\mu\text{m}$ (移動範囲: 30 $\times$ 120 mm)

12 年度はまずマイクロビーム発生装置の設計を行い, ビームラインの建設が開始された。加速器センターの第 1 測定室  $0^\circ$  コースに設置されていた重イオン後段加速器をシャットダウンし, そこへ新たにビームラインを建設する。全体のビームラインの概念を図 2 に示す。加速器から得られる  $^{19}\text{F}$  イオンは振り分け電磁石の  $0^\circ$  コースに取り出され, ビームモニターで位置を観測し, ファラデーカップで電流を測定しながら第 1 スリットの場所に一度収束される。そこから発散したビームは約 12 m 離れた場所に置かれた試料に磁極全長

1140 mm のロシア型4連4重極電磁石を通して収束される。4重極電磁石の出口から試料までの距離、すなわち Working distance を試料照射真空槽の設計を考慮して 350 mm とし、第1スリットから照射試料までの距離を 12 m としてビーム軌道及びビーム包絡線を計算した結果を図3に示す。この幾何学的配置で第1スリットの口径と焦点面上でのビーム径の比（縮小率）は 0.084 となった。したがって目標のビーム径 30  $\mu\text{m}$  を得るためには、第1スリットの口径を 0.36 mm にしなければならない。このとき十分なビーム電流が得られるか否かが問題であるが、加速器からのビームとして分析電磁石のイメージスリットの後で 500 nA 程度の電流が得られるので、それを 1/100 に絞って 5 nA のマイクロビームが得られる見込みである。

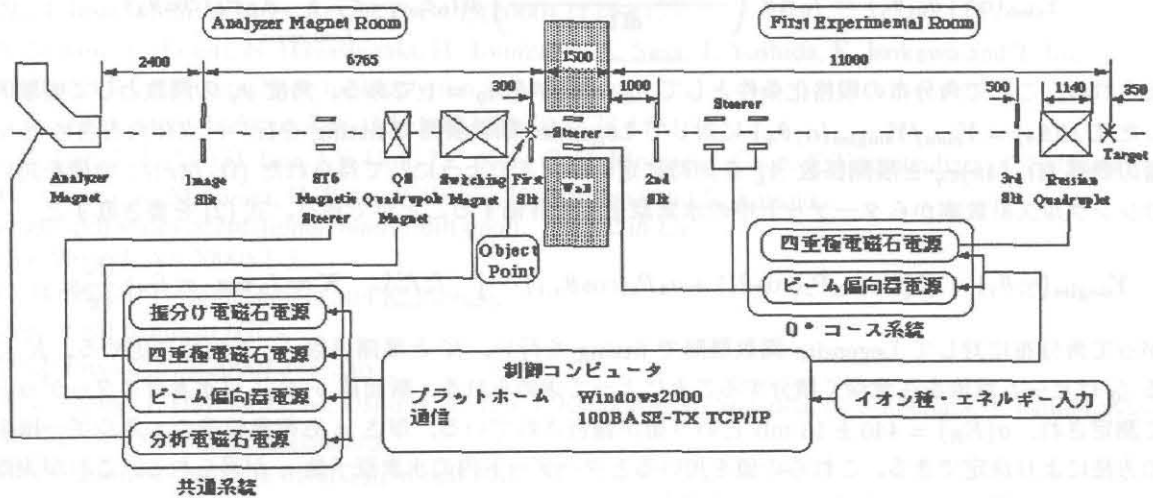


図 2. マイクロビーム水素分析システムの概念図

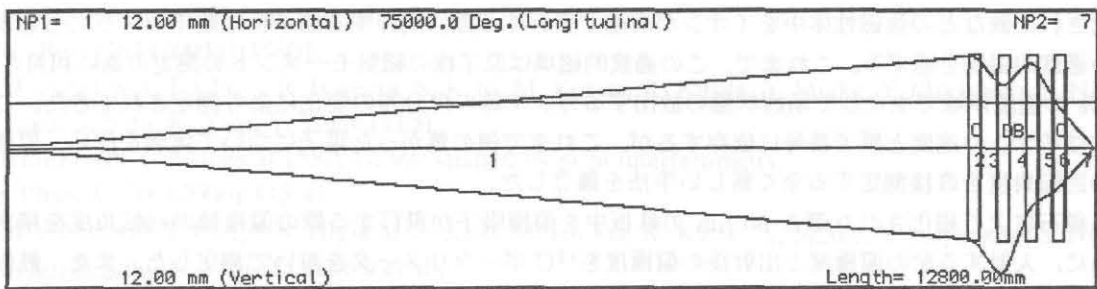


図 3. マイクロビーム収束系におけるビーム包絡線の計算

深さ方向の水素分布測定の際、イオンエネルギーを共鳴原子核反応の共鳴幅と同程度のステップで多数回にわたり変える必要がある。このためビームラインの設計と建設に加えて、4重極電磁石電流その他のビーム収束系パラメーターをコンピュータによって制御する技術開発も進行している。

もう一つの重要な開発項目は、標準物質の開発である。現在、世界的に見て水素の認定標準物質は無いが、標準試料には濃度の標準試料と濃度プロファイルの標準試料の2種類がある。まず最初に濃度標準の作製を目的として、チタン薄膜に水素を高温吸蔵、及びイオン注入した試料を製作した。固体ターゲットに含まれる水素原子数は、 $\text{H}(^{19}\text{F}, \alpha, \gamma)$  反応における  $\alpha$ - $\gamma$  角度相関実験、 $\gamma$  線角分布の精密測定、及び反跳陽子の同時測定によって決定することができる。 $\text{H}(^{19}\text{F}, \alpha, \gamma)$  反応において、 $^{19}\text{F}$  の入射エネルギー 16.44 MeV の共鳴では、 $^{16}\text{O}$  の 3- 6.13 MeV 第2励起状態への遷移が最も強く、この遷移の  $\alpha$  粒子と 6.13 MeV  $\gamma$  線を測定する。薄いターゲットを用いて  $\alpha$  粒子を入射ビーム方向で測定し、 $\alpha$  粒子のシングルス計数、 $\gamma$  線のシングルス計数、及び  $\alpha$ - $\gamma$  同時計数（角度相関）を同一のターゲット・検出器配置、同一ビーム電流積分値で測定する。各々の

計数はそれぞれ

$$Y_{\text{singles}}(\alpha; \theta_\alpha) = I_0 n x \cdot \left( \frac{d\sigma_{\text{lab}}(E_R, \theta_\alpha = 0^\circ)}{d\Omega} \right) d\Omega_\alpha \varepsilon_\alpha \quad (1)$$

$$Y_{\text{singles}}(\gamma; \theta_\gamma) = I_0 n x \sigma(E_R) \frac{\Omega_\gamma \varepsilon_\gamma}{4\pi} \sum_{L=0, \text{even}} a_L P_L(\cos \theta_\gamma) \quad (2)$$

$$Y_{\text{cion}}(\alpha\gamma; \theta_\alpha, \theta_\gamma) = I_0 n x \left( \frac{d\sigma_{\text{lab}}(E_R, \theta_\alpha = 0^\circ)}{d\Omega_\alpha} \right) d\Omega_\alpha \varepsilon_\alpha \frac{\Omega_\gamma \varepsilon_\gamma}{4\pi} \sum_{L=0, \text{even}} A_L P_L(\cos \theta_\gamma) \quad (3)$$

で与えられる。ここで角分布の規格化条件として  $a_0 = 1$  及び  $A_0 = 1$  である。角度  $\theta_\gamma$  の関数として実験的に測定した比  $R(\theta_\gamma) = Y_{\text{cion}}/Y_{\text{singles}}(\alpha; \theta_\alpha)$  に対して Legendre 関数展開で fitting を行い、立体角を含めた  $\gamma$  線検出器の効率  $(\Omega_\gamma/4\pi)\varepsilon_\gamma$  と展開係数  $A_L$  を同時に定める。このようにして得られた  $(\Omega_\gamma/4\pi)\varepsilon_\gamma$  の値を用いて  $\gamma$  線のシングルス計数率からターゲット中の水素原子数を評価することができる。式 (2) を書き直すと

$$Y_{\text{singles}}(\gamma; \theta_\gamma) = K [1 + a_2 P_2(\cos \theta_\gamma) + a_4 P_4(\cos \theta_{\gamma,1}) \dots] \quad \text{ただし } K = I_0 n x \cdot \sigma(E_R) \frac{\Omega_\gamma \varepsilon_\gamma}{4\pi} \quad (4)$$

したがって角分布に対して Legendre 関数展開で fitting を行い、 $K$  と展開係数  $a_L$  を同時に定める。 $K$  に含まれる  $I_0$  はビーム電流を注意深く積分することによって求められる。断面積  $\sigma(E_R)$  は水素ガスターゲットを用いて測定され、 $\sigma(E_R) = 440 \pm 13 \text{ mb}$  という値が報告されている。厚さ  $x$  も荷電粒子のエネルギー損失その他の方法により決定できる。これらの値を用いるとターゲット内の水素原子数  $n$  が得られる。これが実際に可能であることは既にテスト実験によって確認された。

### (3) 偏極陽子を用いた過渡的磁場の発生機構 (小松原哲郎, 笹 公和, 片淵竜也, 田岸義宏)

磁化された鉄などの強磁性体中をイオンが高速で飛行する際、飛行する原子核は数千テスラにもおよぶ非常に強い過渡的磁場を感じる。これまで、この過渡的磁場は原子核の磁気モーメントの測定の為に利用され  $\beta = 2 \sim 5\%$  の速度領域で主として励起状態の放出するガンマ線の角分布の変化により測定されてきた。この磁場の強さはイオンの速度と原子番号に依存するが、これまで例の無かった陽子について実験を行い、偏極陽子ビームの回転角度を直接測定する全く新しい手法を確立した。

永久磁石により磁化された厚さ  $50 \mu\text{m}$  の鉄板中を偏極陽子が飛行する際の偏極軸の回転角度を精密に測定する為に、入射する前の偏極度と出射後の偏極度を  $^{12}\text{C}$  ポーラリメータを用いて測定した。また、鉄板の外にもれ出した磁場による効果を補正する為に、この鉄と同じ厚さの銅板を用いて比較した。偏極軸方向をビーム軸方向とほぼ一致させ、12 UD タンデム加速器により  $7.05 \text{ MeV}$  に加速した偏極陽子を上流・下流のポーラリメータおよび鉄板に入射した。実験の結果、図4に示した様に非常に小さな回転が観測された。銅の結果を差し引きし磁場の正負に対応して2で割った結果、回転角度は約  $0.1$  度となった。この大きさは  $50 \mu\text{m}$  の鉄板中の飛行時間を  $1.45 \text{ psec}$  とすると約9テスラの磁束密度に相当する。

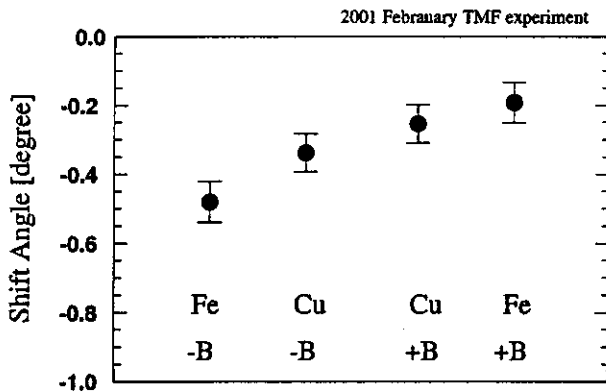


図4：過渡的磁場による偏極陽子の回転角度の測定。鉄板中に過渡的磁場が発生している。銅は鉄板と同様のもれ磁場を再現しているため、鉄と銅の結果の差が過渡的磁場に相当する。

〈論文〉

1. T. Ito, N. Hayashizaki, S. Matsui, K. Sasa, H. Schubert, S. Osvath, T. Hattori,  
Acceleration test of TIT-IHQ linac for heavy ion irradiation,  
Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B 161-163(2000) 1164-1167.
2. T. Hattori, S. Matsui, N. Hayashizaki, H. Tomizawa, T. Yoshida, K. Sasa, S. Gates, K. Kawasaki,  
T. Niizaki, K. Isokawa, T. Ito, and M. Okamura,  
Compact IH-APF type linac for PIXE and RBS analysis,  
Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B 161-163(2000) 1174-1177.
3. S. Matsui, T. Hattori, N. Hayashizaki, H. Tomizawa, K. Sasa, T. Yoshida, K. Isokawa and T. Ito,  
Compact IH-APF type linac for heavy-ion implantation,  
Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B 161-163(2000) 1178-1181.
4. C.S. Lee, J.H. Ha, j.H. Lee, J.Y. Huh, J.C. Kim, C.-B. Moon S.J. Chae, T. Komatsubara, T. Shizuma,  
H. Kimura, K. Matsuura, K. Kato, Y. Sasaki, H. Ishiyama and K. Furuno,  
High-spin states of rotational bands built upon  $\nu i13/2$  in Lu,  
Eur. Phys. J. A8(2000) 1-3.
5. C.-B. Moon, T. Komatsubara and K. Furuno,  
Rotational bands in  $^{122}\text{Cs}$ ,  
Nucl. Phys. A674(2000) 343-356.
6. Y.H. Zhang, T. Hayakawa, M. Oshima, Y. Toh, J. Katakura, M. Matsuda, N. Shinohara, T. Ishii, H. Kusakari,  
M. Sugawara and T. Komatsubara  
Observation of signature inversion in odd-odd  $^{178}\text{Ir}$ ,  
Eur. Phys. J. A8(2000) 439-442.
7. Y. Tokimoto, H. Utsunomiya, T. Yamagata, M. Ohta, Y.-W. Lui, R.P. Schmitt, S. Typel, Y. Aoki, K. Ieki,  
and K. Katori,  
Coulomb breakup of  $^7\text{Li}$  nuclear astrophysics,  
Phys. Rev. C63 (2001) 035801.
8. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura,  
H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
Central Pb+Pb collisions at 158A-GeV/c studied by pi-pi interferometry,  
Eur. Phys. J. C16 (2000) 445-451.
9. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura,  
H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
Collective flow and HBT in Pb+Pb collisions at the CERN-SPS,  
Nucl. Phys. A663(2000)729-732.
10. Tapan K. Nayak, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura,  
H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
Search for disoriented chiral condensations in 158/A-GeV Pb+Pb collisions,  
Nucl. Phys. A663(2000) 729-732.
11. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura,  
H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
 $\Delta^{++}$  production in 158 AGeV  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$  interactions at the CERN SPS,  
Phys. Lett. B477(2000) 37-44.
12. L. Ahle, T. Chujo, A. Kumagai, K. Kurita, Y. Miake, H. Sako, S. Ueno-Hayashi, K. Yagi et.al.,  
An excitation function of  $\text{K}^-$  and  $\text{K}^+$  production in Au+Au reactions at the AGS,  
Phys. Lett. B490(2000) 53-60.
13. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura,  
H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
Three pion interferometry results from central Pb+Pb collisions at 158A-GeV/c,  
Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2895.
14. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura,  
H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,

- Scaling of particle and transverse energy production in  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$  collisions at 158A-GeV,  
Eur. Phys. J. C18(2001) 651-663.
14. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura, H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
Observation of direct photons in central 158A/GeV  $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$  collisions,  
Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3595.
  15. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura, H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
Central Pb+Pb collisions at 158/A-GeV/c studied by  $\pi-\pi$  interferometry,  
Eur. Phys. J. C16 (2000) 445-451.
  16. M.M. Aggarwal, T. Chujo, R. Higuchi, S. Kato, M. Kurata, K. Kurita, Y. Miake, Y. Miyamoto, S. Nishimura, H. Sako, S. Sato, K. Yagi, Y. Yokota et.al.,  
Localized charged neutral fluctuations in 158A GeV Pb+Pb collisions,  
Phys. Rev. C64:011901 (2000) .
  17. K. Adcox, T. Chujo, S. Esumi, A. Kiyomichi, Y. Miake, M. Ono, S. Sato, M. Suzuki, H. Turuoka,  
Centrality dependence of charged particle multiplicity in Au-Au collisions at  $S(\text{NN})^{1/2}=130$  GeV,  
Phys. Rev. Lett. 86(2001)3500-3505.
  18. I. Arai, H. Sasaki, T. Shimayama and S.M. Lee,  
Dissociation of Si clusters produced by bombardment of 6 keV Xe atoms,  
Transactions of the Materials Research Society of Japan, 25 No.4 (2000) 947-950.
  19. C.K. Chung, I. Arai, and S.M. Lee,  
Critical size of metal cluster in a metal cluster source controlled with a magnetron,  
Transactions of the Materials Research Society of Japan, 25 No.4 (2000) 955-958.
  20. K. Kurita, M. Imanaka, T. Nakagawa, M. Kidera and S.M. Lee,  
Production of highly charged Xe ions from liquid He free superconducting electron cyclotron resonance  
ion source,  
Jap. Jour. Appl. Phys. 40 5A (2001) .
  21. I. Arai, C.K. Chung, H. Sasaki, and S.m. Lee,  
Physical processes of cluster formation in gas aggregation and fast atom bombardment,  
Transactions of the Materials Research Society of Japan, 26 (2000) .

〈学位論文 (博士論文)〉

1. 鄭 春均, Cluster formation and growth in a metal cluster source controlled with a magnetron and a gas aggregation cell.
2. 栗田哲郎, Development of an ECR ion source using liquid-helium-free superconducting solenoid coil.
3. 佐藤 進, Study of  $\Delta^{++}$  resonance abundance in 158 A Pb+Pb interactions at the CERN-SPS
4. 中條達也, Study of single particle spectra and two particle correlation in Au+Au collisions at 4-11 A GeV.

〈学位論文 (修士論文)〉

1. 相澤美智子 核子当たり 158GeV の鉛・鉛衝突における  $\pi$  中間子, K 中間子, 陽子の 1 粒子包括測定.
2. 箱崎 大輔 高エネルギー原子核実験のための Pestov spark counter の試作と評価.
3. 広瀬 治郎 スパッタリングによるクラスター生成のエネルギー依存性.
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. 島倉 理 クラスターの 2 次電子放射と検出効率.
6. 澤田 公大 2 回散乱実験のための陽子ポラリメーターの開発.
7. 工藤 宏平 入射エネルギー 90keV における  $^2\text{H}(\text{d},\text{p})^3\text{H}$  反応の偏極移行係数の測定.
8. 増野 一幸 連続スペクトル領域の偏極分解能.
9. 佐藤健一郎  $^{82}\text{Se}+^{138}\text{Ba}$  及び  $^{82}\text{Se}+^{134}\text{Ba}$  反応の核融合断面積の測定.
10. 山田 浩祐  $^{165}\text{Ho}$  核における基底回転準位の磁気モーメント測定.

〈招待講演 (国際会議)〉

1. 三明 康郎  $\Delta^{++}$  production & Directed and elliptic flow in 158A GeV Pb+Pb collisions, XXXth International Conference on High Energy Physics, July 27-August 2, 2000, Osaka, Japan.
2. 新井 一郎 Scaling observed in abundance spectra of 3d metal cluster produced by sputtering, Desorption 2000 Conference, September 3-7, Saint-Malo, France.

〈招待講演 (国内)〉

1. 三明 康郎 50 GeV PS におけるハドロンの系統的測定, KEK 50 GeV PS における原子核・ハドロン物理検討会, 2000 年 5 月 19-20 日, 高エネルギー加速器研究機構
2. 三明 康郎 高エネルギー重イオン衝突における QGP 生成と集団運動, 理化学研究所セミナー, 2000 年 7 月 18 日, 和光市, 理化学研究所
3. 三明 康郎 Directed and elliptic flow in heavy ion collisions, RIKEN mini-international workshop, July 25, 2000, 和光市, 理化学研究所
4. 三明 康郎 高エネルギー重イオン物理の新世紀の幕開け, 早稲田大学セミナー, 2000 年 11 月 28 日, 早稲田大学

〈国際会議発表〉

1. Y. Aoki, N. Okumura, T. Joh and Y. Honkyu, CDCC analysis of vector and tensor analyzing powers in  $^{208}\text{Pb}(d,d)$  elastic scattering at  $E_d=8$  MeV, 14<sup>th</sup> International Spin Physics Symposium (SPIN 2000), Osaka, October 16-21, 2000.
2. T. Katabuchi, K. Kudo, K. Masuno, T. Iizuka, Y. Aoki and Y. Tagishi, Polarization transfer for the  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$  reaction at  $\theta=0^\circ$  at a very low energy, 14<sup>th</sup> International Spin Physics Symposium (SPIN 2000), Osaka, October 16-21, 2000.

〈日本物理学会発表〉

1. 清道明男, 小野雅也, 加藤純雄, 佐甲博之, 佐藤進, 鈴木美和子, 中條達也, 鶴岡祐二, 三明康郎 Performance of high resolution time-of-flight detector for study of identified hadron production at RHIC-PHENIX experiment, 2000 年 秋の学会 (新潟大学)
2. 佐藤 進, 三明康郎, 他 PHENIX 実験 Hadron Production in 65A GeV Au+65A GeV Au collisions at RHIC-PHENIX(I) 2000 年 秋の学会 (新潟大学)
3. 工藤宏平, 片瀬竜也, 増野一幸, 飯塚智幸, 河地有木, 山口充孝, 澤田公大, 青木保夫, 田岸義宏,  $E_d=100$  keV 以下での  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$  反応における偏極移行係数  $K_{xz}'$ , 2000 年春の学会 (近畿大学)

〈日本応用物理学会発表〉

1. 李 相茂, 高温金属クラスターの形成と物理, シンポジウム「クラスター・ビーム科学」2001 年 3 月, 明治大学リバティホール

〈外国における発表〉

1. S.M. Lee, Formation and growth of cold and hot metal clusters in sputtering and an aggregation cell, January 2001, Aarhus University, Denmark.

〈日本原子力学会発表〉

〈国内研究会発表〉

1. 田岸義宏,  $\text{D}(d,p)\text{T}$  反応を用いた注入重陽子の拡散実験, 短寿命核ビームを用いた拡散実験研究会, 2001 年 3 月 6 日, 高エネルギー加速器研究機構.
2. 田岸義宏, ラドン娘核からの  $\alpha$  粒子の測定, 第 2 回環境放射能研究会, 2001 年 3 月 15-16 日, 高エネルギー加速器研究機構.
3. 今中雅士, 鈴木裕之, 池田清人, 三浦 崇, 新井一郎, 李 相茂,

数 keV 領域における希ガス原子と炭素クラスターの散乱,

超微粒子とクラスター懇親会 第4回研究会 2000年5月, 仙台

4. 新井一郎, 佐々木玄, 李 相茂,  
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,  
超微粒子とクラスター懇親会 第4回研究会, 2000年5月, 仙台
5. 新井一郎, 李 相茂,  
スパッタリングによる 3-d 遷移金属クラスターの生成とそのサイズ分布に現れたスケーリング,  
つくばフォーラム「クラスター, 微粒子, ナノ構造」, 2000年6月, つくば市
6. 鄭 春均, 新井一郎, 李 相茂,  
マグネトロン制御ガス凝集クラスター源における金属クラスター成長の初期段階,  
つくばフォーラム「クラスター, 微粒子, ナノ構造」, 2000年6月, つくば市
7. 新井一郎, 鄭 春均, 佐々木玄, 李 相茂,  
ガス凝集および高速原子衝撃におけるクラスター生成の物理過程,  
日本 MRS 第12回学術シンポジウム, 2000年12月, 神奈川
8. 笹 公和, 石井 聡, 大島弘行, 木村博美, 高橋 務, 田島義一, 大和良広, 片瀨竜也,  
小松原哲郎, 島 邦博, 古野興平, 筑波大タンデム加速器の現状,  
第13回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会, 2000年7月
11. 新井一郎, タンデム加速器センターにおけるクラスター物理の展開  
加速器センター 25周年記念シンポジウム, 2000年12月, 筑波大学
12. 青木保夫, タンデムを用いた核反応,  
加速器センター 25周年記念シンポジウム, 2000年12月, 筑波大学
13. 田岸義宏, イオン源を用いた核反応,  
加速器センター 25周年記念シンポジウム, 2000年12月, 筑波大学
14. 古野興平, 加速器センター 25年の歩み,  
加速器センター 25周年記念シンポジウム, 2000年12月, 筑波大学

#### 〈科学研究費取得状況〉

1. 古野興平  
共鳴原子核反応法による岩石・鉱物中の水素分析法の研究, 基盤研究 A(2), 8,100 千円
2. 田岸義宏  
重陽子融合反応を利用した注入重陽子拡散の新しい測定法, 基盤研究 C(2), 600 千円
3. 佐藤 進  
高エネルギー実験での粒子識別のための時間分解能 10 ピコ秒を持つ飛行時間測定器の開発  
奨励研究 A, 700 千円

#### 〈外部資金取得状況〉

1. 三明康郎  
ハドロンの系統的測定によるクォークグルオンプラズマの研究, 日韓協力事業, 1,150 千円



## 【2】クラスターグループ (李相茂、新井一郎、宮崎隆)

### (1) Physical process of cluster formation in sputtering of various metals with 6keV Xe atoms

スパッタリングは、エネルギーを持った原子で物質表面を衝撃し、その結果粒子放出を起させる現象として、これまでに長い研究の歴史を持っている。しかしながら、クラスター放出のような現象は、その予想される複雑さから、全く手の付かないままに残されており、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というのが実情である [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た [2][3]。もう1つの考えとして、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が提唱された [4][5]。さらに、分子動力学に基づくクラスター放出の第一原理計算が行なわれ、標的原子間に新たな多体ポテンシャルを導入することにより Ag クラスターの生成がよく記述されることが分かった [13]。また、この計算に触発され、これをさらに単純化したモデルが提案された。このモデルでは、金属を調和振動子の系と見なすことにより、Al、Nb、Ag および Ta などの金属表面を単原子および多原子でスパッタリングしたときに生じるサイズの大きなクラスターの放出がうまく記述できた。特に、サイズの大きなクラスターは衝突カスケード過程の初期段階でひとまとまりの粒子として放出されると結論付けている [14]。

一方、これらの第一原理計算と並行して、支持クラスターに関連した研究分野から全く別のアプローチが生まれてきた。最近の分子ビームエピタキシーによるバルク表面でのクラスター生成の研究において、クラスターサイズ分布に対してスケーリング仮説を適用することにより、新たな視点からクラスター生成過程の解析と理解が進められた [6][7][8]。その結果は、クラスター生成過程の研究においてスケーリング仮説 [9][10] [11] が有効であると同時に、「臨界現象 [12] としてのクラスター生成」という新しい捉え方ができることを示唆している。

我々は、以前に行なった実験において、3d 遷移金属を 6keV の Xe 原子で衝撃し、放出されるクラスターのサイズ分布を測定した [21]。スケーリング仮説を適用して、クラスターのサイズ分布に対して臨界指数  $\tau = 2$  のスケーリングプロットを行なったところ、スケーリング則がよく成り立つことを確認し、生データからは見えてこない隠れた規則性が存在することを見出した。

さらに理解を進めるべく、パーコレーション理論 [17][18] による計算を行なった。簡単のため、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。ここでは、空ボンド (=切れたボンド) の割合  $p$  が唯一のパラメータとなる。計算の結果、適切な  $p$  の値を採ることにより、クラスターのサイズ分布が非常によく再現された。また、このようにして決められた  $p$  の値は、温度 1000 K におけるバルクの熱伝導度  $k$  [19] と強い逆相関を持つことが分かった。

本実験では、標的金属の種類をさらに広げ、とくに融点の大きく異なる金属を用いて測定を行なった。以前の我々の実験結果は、スパッタリングにおけるクラスター生成過程が、原子の衝撃による熱の注入からクラスター放出に至るまでの一連の熱輸送現象とそれに付随する金属表面の構造変化とに深い関連を持つことを強く示唆していた。そこで、金属表面の構造変化に重大な影響を与えると考えられる融点に着目し、融点の大きく異なる金属について測定を行なった。

図 1 に実験によって得られたクラスターのサイズ分布を示す。スケーリング仮説にしたがっ

て、クラスターのサイズ分布  $N(s)$  に対してスケーリング則

$$N(s) = N_0 s^{-\tau} f(s/S) \quad (1)$$

を適用する [11]。ここで、 $N_0$  および  $\tau$  はそれぞれ規格化因子および臨界指数である。 $f(s/S)$  はカットオフ関数であり、平均クラスターサイズ  $S = \sum_{s=1}^{\infty} s^2 N(s) / \sum_{s=1}^{\infty} s N(s)$  は唯一の特性サイズを与える。また、項  $s^{-\tau}$  はスケールに依存しない部分を表し、項  $f(s/S)$  は有限サイズ効果を表す。

図2は、臨界指数  $\tau = 2$  のスケーリングプロットである。規格化因子  $N_0$  を調整することにより、すべてのデータ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。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している。

これらの実験結果に対応したパーコレーション理論 [17] [18] に基づく計算を行なった。前と同様モデルでは、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 [21]。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3に示すように、計算の結果はクラスターのサイズ分布をよく再現した。また、図4に示すように、以前に行なった3d遷移金属に対する実験結果も含めて、フィットにより決定された空ボンドの割合  $p$  は各々金属の融点  $T_m$  [20] と強い相関を示した。

このような強い相関から示唆されるスパッタリングの物理モデルとして、金属表面での熱拡散過程とその結果生じる熱隔離領域の生成とそこでの結合ボンド破壊によるクラスター生成という物理過程を考えた。具体的には、1) 時刻  $t = 0$  で、 $Xe$  原子の入射位置周辺に  $\delta$ -関数的温度分布を形成; 2) 熱が標的金属表面を熱拡散方程式  $\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T$  に従って伝搬; 3) 熱輸送過程において、一度融点  $T_m$  を越えた後、再び融点  $T_m$  以下に最初に戻る周縁部の円周上で機械的なストレスによりクラックを生成し、内部を熱的に隔離; 4) 隔離された内部は平衡温度  $T_{eq} (> T_m)$  に保たれ、結合ボンドの破壊によってクラスターを放出; というシナリオである。このシナリオに従うと、ストレスの生じる位置  $r_{iso} = \frac{\phi_0}{\pi e T_m}$  となる。また、半径  $r_{iso}$  の円の内部は、熱的に隔離されて平衡温度  $T_{eq} = (e-1)T_m$  となる。統計理論によると、空ボンドの割合  $p$  は平衡温度  $T_{eq}$  の関数であり、

$$\begin{aligned} p &= P_0 \exp\left(-\frac{D^*}{k_B T_{eq}}\right) \\ &= P_0 \exp\left(-\frac{D^*}{k_B (e-1) T_m}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

となる。ここで、 $P_0$  は規格化定数、 $D^*$  はボンドの有効分離エネルギー、 $k_B$  はボルツマン定数である。 $P_0$  と  $D^*$  の値を調節して実験結果にフィットさせた結果を図5に示す。以前の実験で得られた結果も含めて、広範囲の金属に対して式(2)の関係が成り立つことが分かる。一方、 $Mg$  と  $Pb$  はこの関係から逸脱している。これらの金属は、他の金属と較べて凝集エネルギーが著しく小さい [20]。したがって、有効分離エネルギーも他の金属より小さくなっていることが予想され、このことが不一致の原因になっていると考えられる。

## 参考文献

- [1] W.O. Hofer, in *Sputtering by Particle Bombardment III* eds.:R. Behrisch and K. Wittmaack, Topics in Appl. Phys., 64, Springer-Verlag, Berlin, 1991(chapter2)74.
- [2] G. Staudenmaier, Radiat. Eff., 13(1972)87.
- [3] W.O. Hofer, Nucl. Instrum. Methods, 170(1980)275.
- [4] F. Honda et al., J. Chem. Phys., 69(1978)4931.
- [5] R.A. Haring et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B28(1987)205.
- [6] M. Zinke-Allmang et al., Phys. Rev. Lett., 68(1992)2358.
- [7] J.G. Amar et al., Phys. Rev., B 50(1994)8781.
- [8] G.S. Bales et al., Phys. Rev., B50(1994)6057.
- [9] M.E. Fisher, Rep. Prog. Phys., 30(1967)616.
- [10] K. Binder, Ann. Phys. (N.Y.), 98(1976)390.
- [11] D. Stauffer, Phys. Rep., 54(1976)1.
- [12] H. E. Stanley, Rev. Mod. Phys., 71(1999)S358.
- [13] A. Wucher et al., J. Chem. Phys., 105(1996)5999.
- [14] S.F. Belykh et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B155(1993)409.
- [15] W.A. de Heer, Rev. Mod. Phys., 65(1993)611 and references therein.
- [16] A. Wucher et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B82(1993)337.
- [17] M.B. Isichenko, Rev. Mod. Phys., 64(1992)961.
- [18] D. Stauffer, *Introduction to Percolation Theory*, Taylor and Francis, London, 1994.
- [19] For a high-purity metal, the  $k$  is almost constant above the room temperature[20]. Actually, we need the  $k$  at a few thousands K, which is probably similar to the  $k$  at 1000K, i.e., an available higher temperature in the cited tables. As for Co, we adopted the  $k$  at 373K because of the lack of the value at 1000K.
- [20] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Sixth Edition, John Wiley and Sons, New York(1986).
- [21] I. Arai, *Desorption2000* Int. Conf., Saint Malo, France, Sept. 3-7, 2000.

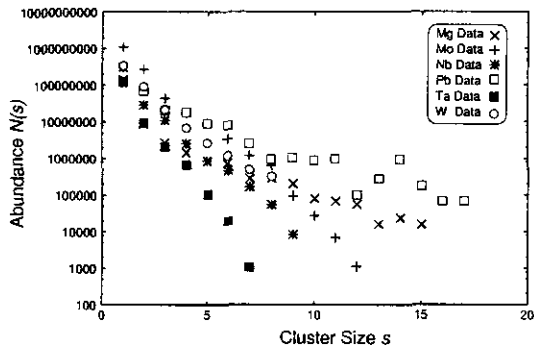


図 1: 実験によって得られたクラスターのサイズ分布

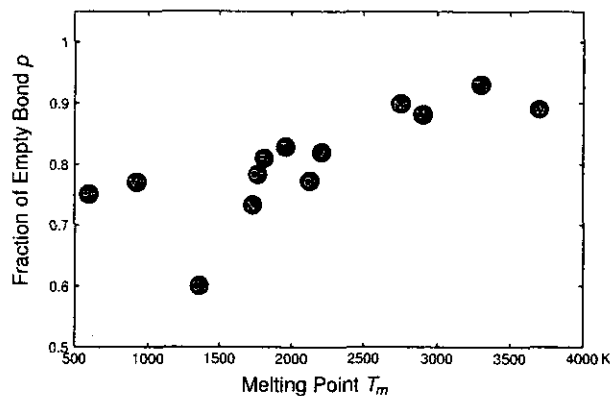


図 4: いろいろな金属の  $T_m$  と  $p$  の相関; 以前に行なった実験の結果を含む

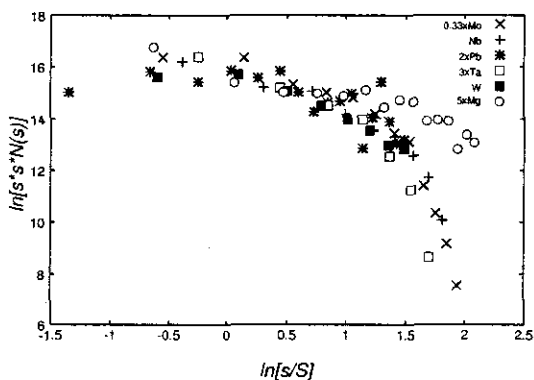


図 2: クラスターのサイズ分布のスケールリングプロット

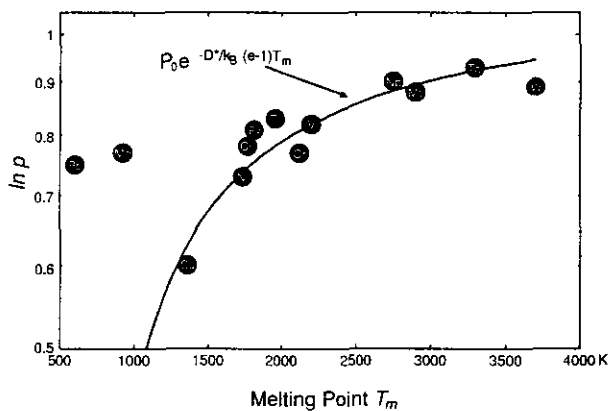


図 5: いろいろな金属の  $T_m$  と  $p$  の関係; モデル (実線) と実験結果 (シンボル)

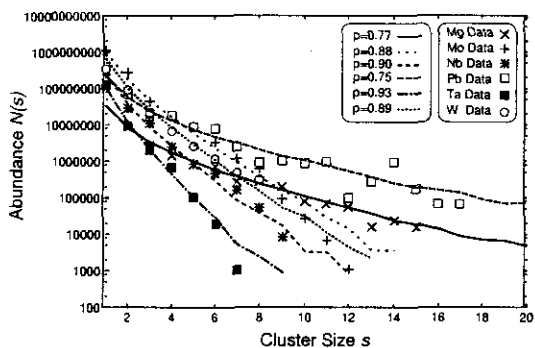


図 3: クラスターのサイズ分布; モデル計算 (ライン) と実験データ (シンボル)

## (2) Cluster growth-mechanism in metal cluster source controlled with magnetron and gas aggregation cell

### 1. はじめに

原子あるいは分子がお互い緩く結合した塊状集団として、クラスターの特徴は、そのサイズ(原子数)によって物理的・化学的特性が大きく変化することである。このクラスターによって新物質や新機能材料をつくり出すため、様々な分野でクラスターの基礎研究とともにクラスター源の開発が進んでいる[1]。

現在様々な種類のクラスターイオン源が利用されているが、我々はマグネトロンスパッターとガス凝縮法を組み合わせた方法を採用した。その理由として、1. Ga, Hgを除く全ての金属物質のクラスター生成が可能、2. 広範囲にわたるサイズ ( $n=1-10^4$ ) のクラスターが作成可能、3. 正・負・中性クラスターが作成可能、4. クラスターのビーム強度が高い、等が挙げられる[2]。これと同様のクラスターイオン源は既に世界の数カ所にて使用されているが、生成されたクラスターのサイズ分布はlog-normal分布であり、主に大きいサイズしか観測されておらず、直径~数ナノメートルのクラスターを使って薄膜製造などに用いられている[3]。しかし、小さいサイズの方はこれまでにあまり観測されておらず、このクラスターイオン源によるクラスターの生成機構の解明も未だ不十分であるのが現状である。

このような状況を踏まえて、我々はクラスターサイズを $n=1-10^4$ の広範囲において自由自在にコントロールする方法を確立し、クラスター生成機構を解明することを研究目的とした。これはクラスターのサイズをコントロールすることに重点を置き、将来freeクラスター研究に置けるサイズコントロールという主要な役割と共にsupportedクラスターのサイズコントロールするための基礎を築くという意味を持つ。

### 2. クラスターイオン源の構造

ある物質のクラスターを生成するためには、熱力学的にその物質が過飽和状態になる必要がある。従って我々は、蒸発あるいはアーク放電を利用する方法に比して金属蒸気の生成調節が優れているマグネトロンスパッターと、ArとHeガスによる金属蒸気の冷却によって金属クラスター生成が可能なガス凝縮法を組み合わせた金属クラスター源を作製した。このクラスター源は金属蒸気を作るためのマグネトロンスパ

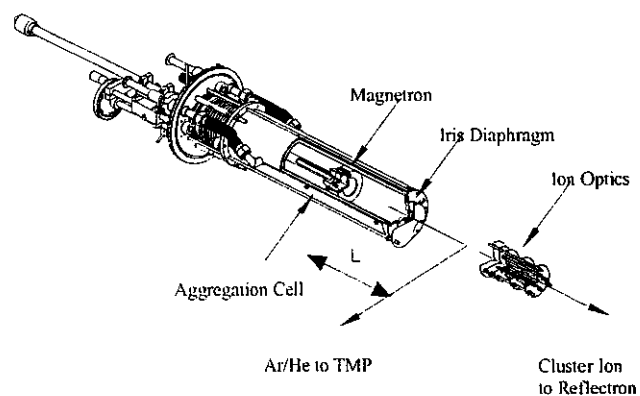


図 1 本研究で使われた金属クラスター源の概略図。

ターと、金属蒸気を冷却するためのアグリゲーションセル（成長槽）、並びにセル内の圧力とガス流速度調節のための可変スリット(Iris diaphragm)で構成されている。

まず、マグネトロンによる金属蒸気の生成過程であるが、負バイアス（150-250V）が印加された金属ターゲットとアース間の電場によって生成されたグロー放電を、より効率良く安定的に生成させるためターゲット下部に磁石を設置し、電場と直交する磁場が形成されるように構成されている。金属蒸気は、グロー即ちプラズマ内で生成されたArイオンが電場により加速され、ターゲットを打つことにより発生する（スパッタリング）。このとき付加的に生成される二次電子は、磁場の影響によりターゲットと連続的に衝突し、さらなる二次電子を発生させる。このようにグロー内に連続的に電子を補給することができるため、安定したグロー放電が可能となる。マグネトロンによって生成された金属蒸気は、液体窒素によって冷却されたアグリゲーションセル内のキャリアガス（He、Ar）の流れによって冷却されクラスター化するとともに、グロー放電によってHeとArの準安定状態から発生する光子によりクラスターイオンが連続的に生成されるので、電子やレーザーによるイオン化過程の必要がない。

クラスターのサイズコントロールは、マグネトロンスパッタの電流、アグリゲーションセル内の圧力、ガス流の速度、さらにマグネトロンと可変スリット間の距離の調節によって可能となるが、本研究では主としてマグネトロンと可変スリット間の距離、即ちアグリゲーションセルの長さ(L)を変化させてクラスターのサイズコントロールを行った。

### 3 サイズ分布の測定

上述したように生成されたクラスターは、イオンオプティクスを通じて陽イオンだけを選別し、リフレクトロンTOF(time-of-flight;飛行時間)質量分析器によってそのサイズ分布が測定された。図3にTiターゲットにおいてアグリゲーション長を7~12cmまで変化させたときの質量分布測定の結果を示す。まずL=7cmのとき、Tiのモノマーのみが観測されており、TiターゲットからTi原子のみが放出されていることが確認された。アグリゲーション長を徐々に増していくと、クラスターの大きさが増加する一方でモノマーの量が減少していくことが判明した。これはマグネトロンスパッターを利用した金属クラスターイオン源では小さなサイズのクラスターが生成不可能であるという従来の結果と異なり、十分小さいサイズのクラスターも生成可能であることを示した非常に重要な実験結果である[4]。

### 4 解析

実験結果によれば、生成されるクラスターはモノマーから指数関数的に減少して、さらに大きいサイズの範囲においてブロードなピーク集団を持つふた山のようなサイズ分布となっている。この二つのピーク集団の境界は本研究において初めて観測され

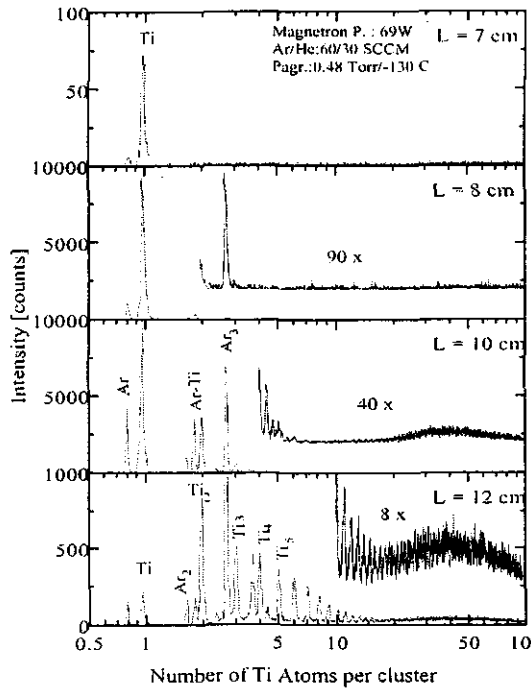


図 3 成長領域の長さによるTiクラスターの質量分布の変化。

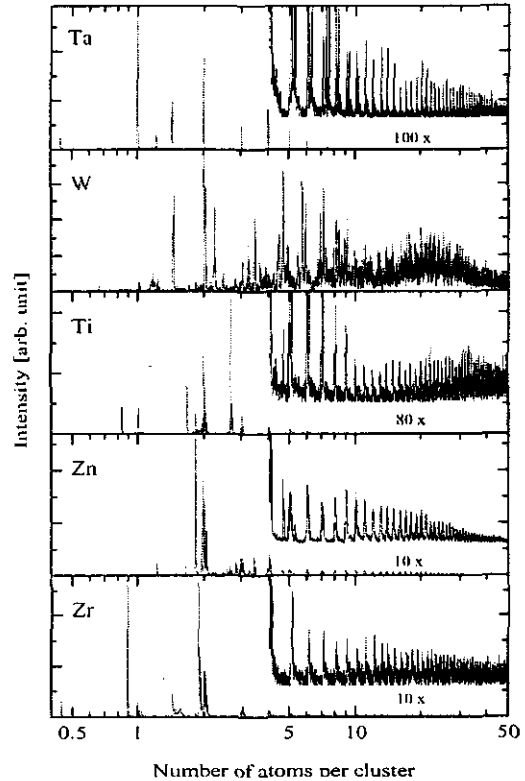


図 4 Ta, W, Ti, Zn 及び Zr クラスターの初期段階の質量分布。

たものである。このとき境界前後でクラスター生成機構に質的变化が起こっていると考えられる。境界のサイズより小さい部分ではクラスターにモノマーが付着してサイズが増大していくのに対して、サイズの大きい部分ではクラスター同士の融合によってサイズが増大すると予想される。このような境界のサイズは、Ti (~12) のみならず、Al (10)、W (~15)、Ta (~16)、Zn (~7)、Zr (10) 等他の物質においても観測されており (図4)、その境界サイズの値はアグリゲーションセル内における金属蒸気の温度、圧力等に依存せず、元素固有の性質で決まっていると考えられる。この結果は、クラスター生成過程においてこれまで広く利用されている Gibbs の自由エネルギーによる古典的形理論や液的理論では説明が不可能である。

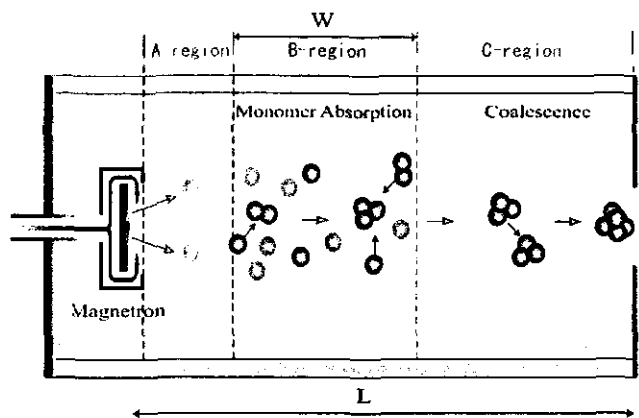


図 5 金属クラスター源中のクラスター成長モデル。

一方、クラスターの成長メカニズムは monomer absorption と cluster coalescence の二通りが考えられる [5, 6]。しかし、どちらの成長パターンも実験結果とは異なっており、新しいクラスター生成機構理論の定立の必要性が認識された。新しいモデルは、

図5のようにクラスター源の中を1。スパッタされた原子がthermalizeされる領域、2。完全にthermalizeされた原子がクラスターに成長して行く領域、3。その中間領域の三つが連続的に変化していると考えられる。中間領域はスパッタされた原子がthermalizeされる確率が最大になる所からその確率が平均になる間の距離の函数と定義する。このモデルにevaporationは無視、クラスターはmonomerから成長、及びsticking係数は1と言う仮定を加えて次のようにrate-equationを作る事が出来る。

$$\frac{dn_k}{dt} = \begin{cases} F(t) - \sum_i C_{ij} n_i n_j & (k=1) \\ \sum_{i+j=k} C_{ij} n_i n_j - \sum_i C_{ik} n_i n_k & (k \neq 1) \end{cases}$$

$$n_k(0) = \begin{cases} 1 & (k=1) \\ 0 & (k \neq 1) \end{cases}$$

$$F(t) = \begin{cases} F_0 & (0 \leq t \leq \frac{W}{v_D}) \\ 0 & (t > \frac{W}{v_D}) \end{cases}$$

ここで、 $n_i, n_j$ は*i, j*-サイズのクラスターの密度、 $F(t)$ はモノマーのflux、 $W$ はスパッタされたモノマーがthermalizeされるまでの距離の関数、 $v_D$ はaggregation cell中のガスの流速、 $C_{ij}$ は*i*と*j*-サイズのクラスター間の衝突断面積を示す[7]。このモデルは従来のcoalescence理論に中間領域のモノマーの補給を加えたものである。このモデルに従って、Tiクラスター実験の条件を考慮して計算した結果は 図6のように、成長領域が長くなって行くとクラスターのサイズがふた山のピーク分布を持つ、その境界にあるクラスターのサイズは約12である事が確認された。このrate equationをほかの金属に対して計算・補正した結果、図7のように実験結果と良く合うことができた。この結果を基に、原子番号が低いほど、あるいは結合エネルギーが高いほどモノマーの吸収によるクラスターの成長が長い時間行っている事が分かる。

### 5. まとめ

一連の実験を通してマグネトロンスパッターを利用したクラスター源は、GaとHgを除くあらゆる金属物質のクラスター生成が可能であることが確認された。さらに、モノマーから数万個のサイズまでのクラスターの大きさをコントロールすることが可能であることが分かった。特に、今まで明らかにさ

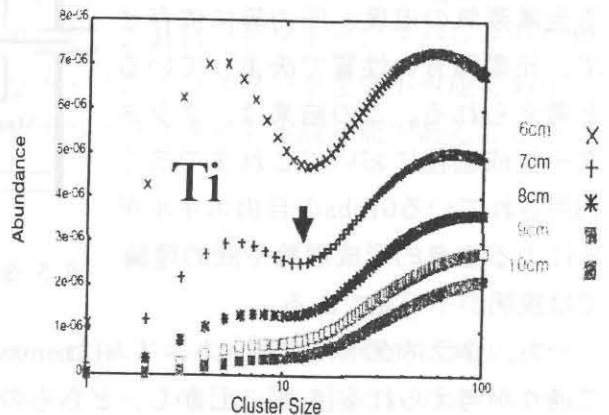


図 6 計算によるTiクラスターのサイズ分布。



れていなかったクラスターの初期生成機構について、モノマーからクラスター成長を行うという初期段階の貴重な結果が得られた。このように、既存の不完全な実験結果を土台とした古典的クラスター形成理論が広く利用されてきたが、その限界を実験的に観測することにより、新しいクラスター生成機構を考案した。従来のcoalescence理論に時間制限モノマー吸収を加える

事により、モノマーからクラスターまでの全領域の成長機構を解析が可能になった。新しいモデルを使った解析の結果、成長の初期段階のクラスターはふた山のようなサイズ分布を持ち、その境界になるクラスターのサイズは、物質の原子番号及び結合エネルギーによるモノマー吸収速度の差が原因になる事が明らかになった。

## References

- [1] H. Haberland, *Clusters of Atoms and Molecules I*, edited by H. Haberland, Springer, Berlin (1995)
- [2] H. Haberland, M. Mall, M. Moseler, Y. Qiang, T. Reiners and Y. Thurner, *J. Vac. Sci. and Tech. A*, 12, 2925 (1994)
- [3] C. G. Granqvist and R. A. Buhrman, *J. Appl. Phys.*, 47, 2200 (1976)
- [4] C. K. Chung, I. Arai and S. M. Lee, *Trans. MRS-Japan* 25[4] 955 (2000)
- [5] T. A. Milne and F. T. Greene, *J. Chem. Phys.*, 47, 4095 (1967)
- [6] M. V. Smoluchowski, *Z. Phys. Chem.*, 92, 129 (1917)
- [7] P. W. Atkins, *Physical Chemistry*, Oxford University Press, New York (1998)

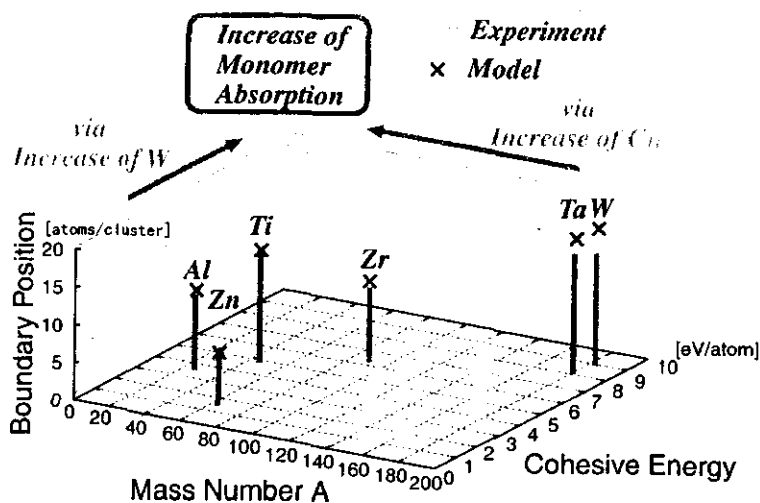


図 7 モデル計算による物質と境界サイズの関係。

### (3) Production of highly charged Xe ions from liquid-He-free superconducting electron cyclotron resonance ion source (SHIVA)

筑波大学クラスターグループでは、ECR イオン源からの多価電荷イオンと原子クラスタービームを交差させ、多価電荷原子クラスターを生成し [1]、その際の電荷移行過程や、多価電荷クラスターの分裂、崩壊現象の研究をおこなうプロジェクトが進行している。この実験では、より大きなクラスターの崩壊現象を観測するために、より多価のイオンビームが供給されることが重要である。この実験に必要な、大電流の多価イオンビームを供給する ECR イオン源の開発を行った。さらに、開発したイオン源は、単に多価電荷クラスター生成の目的だけにとどまらず、新奇性のあるイオン源の開発により、ECR イオン源そのものの性能向上を測ることを目的とした、世界初の小型冷凍機を使用した液体 He フリー超伝導 ECR イオン源である。このイオン源は、SHIVA と名付けられた。SHIVA の多価電荷 Xe イオン生成に関する性能を報告する。

図 1 に、SHIVA の断面図を示す。このイオン源の詳細な設計については、文献 [2] として発表された。SHIVA の主な仕様を表 1 に示す。軸方向のプラズマ閉じ込め磁場を発生する超伝導ソレノイドコイルは、2 台のギフォード-マクマホン型小型冷凍機によって 5 K 以下まで冷却される。小型冷凍機を使うことにより、液体ヘリウムを供給するという複雑な操作から開放され、本イオン源の主な特徴となっている。この超伝導ソレノイドコイルは、マイクロ波入射側で 3 T ( $B_{inj}$ )、イオン引きだし側で 2 T ( $B_{ext}$ ) のミラー磁場を発生できる。中央のコイルは逆向きに配置されており、ミラー磁場のミラー比を上げるとともに、ミラー比を自由に変えることができる。動径方向のプラズマ閉じ込め磁場を供給する六極磁石は、24 ピースの永久磁石で構成されている。六極磁石の外径と内径は、それぞれ 174 mm と 80 mm である。この六極磁石は内径 72.1 mm のプラズマチャンバー内壁で、約 1

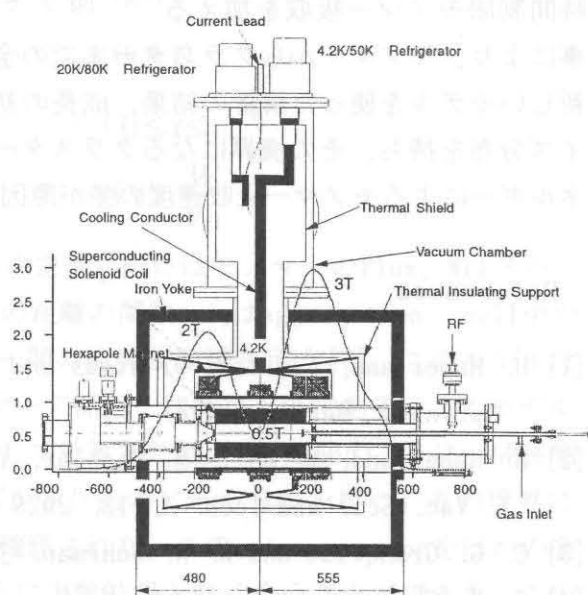


図 1. SHIVA の断面図

T の強度の磁場を発生する。プラズマチャンバーはプラズマからの熱により、永久磁石が減磁してしまうことを防ぐために、2 重管構造になっており冷却水が流れるようになっている。入射するマイクロ波の周波数は 14.5 GHz で、その RF 電源の最大出力は 2 kW である。

Xe イオンの生成のためのガスとして、85 %エンリッチの  $^{136}\text{Xe}$  ガスを用いた。サポートガスとしてナチュラルな酸素ガスを混合した。一般にガスミキシング法は、炭素以上の重い元素種の多価イオンビームの増強に大きな効果を発揮する [3]。そして、さらにビームの増強を測るため、負電圧をかけた直径 25 mm、厚さ 1 mm のステンレスでできたのディスク状の電極をプラズマチャンバー内に挿入してある (バイアス電極法) [3]。プラズマチャンバー内は、厚さ 1 mm のアルミウムで被われている。アルミ表面に形成される  $\text{Al}_2\text{O}_3$  は 2 次電子の放出量が高く、プラズマ中の粒子の衝撃による 2 次電子でプラズマ中の電子密度が増え、イオン源の性能を向上させる [4]。プラズマ中から引き出された Xe イオンは、15 kV の電圧で加速され 90 度分析電磁石によって分析し、各価数の電流量をファラデーカップで測定した。

表 1. SHIVA の主な性能

軸方向磁場の最大値 (超伝導コイル)	3 T ( $B_{inj}$ ) - 2 T ( $B_{ext}$ )
プラズマチャンパー内壁上の六極磁場 (永久磁石 Nd-Be-Fe)	1 T
プラズマチャンパー内径	72.1 mm
プラズマチャンパーの長さ	375 mm
マイクロは周波数	14.5 GHz
マイクロ波の最大出力	2 kW

$Xe^{32+}$  のビーム強度が最大になるように調整した時の、Xe イオンの典型的なスペクトラムを図 2 に示す。このときのミラー磁場の中心軸上分布を図 3 に示す。この条件の下、760 W のマイクロ波の出力で、 $Xe^{30+}$  が  $9.6 \mu A$ 、 $Xe^{32+}$  が  $5.7 \mu A$ 、 $Xe^{36+}$  が  $0.9 \mu A$  得られている。

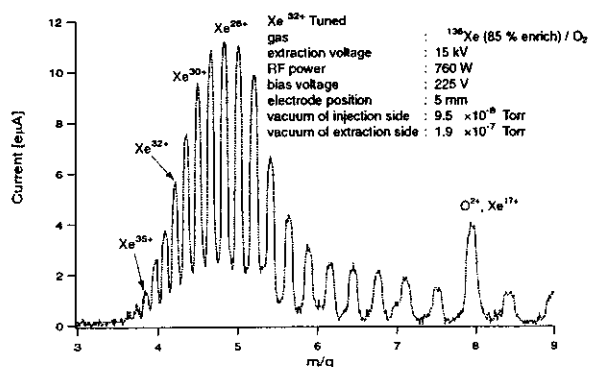


図 2. Xe イオンの価数分布 ( $Xe^{32+}$  に最適化)

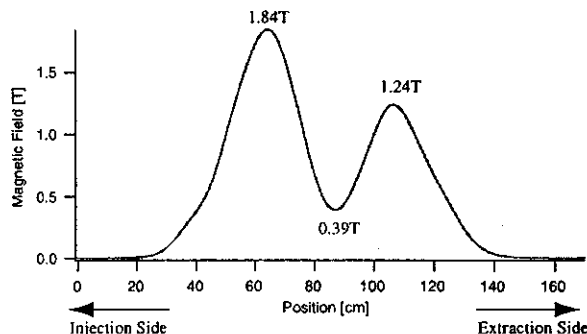


図 3. 典型的な軸状磁場分布

これまでに得られた、各価数における最大電流量を図 4 に示す。また、世界でも特徴的かつ、よい性能を誇る 14.5 GHz のマイクロ波を用いている ECR イオン源のビーム量も、比較を行うため併せてプロットしてある。

SERSE は、Catania にある六極磁石、ソレノイドコイルともに液体ヘリウムを使った超伝導 ECR イオン源である [5]。Caprice は、Grenoble で開発された、常伝導コイルを用いたコンパクトな ECR イオン源である [6]。これらのイオン源からのビーム量を比較してみると、Caprice は  $Xe_{20+}$  付近で優れた性能を性能をしてみているが、より多価の領域では、SERSE と SHIVA が優れた性能を示している。とくに 30 価以上の領域では、SHIVA の性能は抜きんでている。

これらのイオン源から得られる Xe イオンの電流量の違いを考察するために、表 2 に各イオン源の周ようなパラメータを示す。表 2 における各イオン源の比較から、SHIVA の性能が勝れている理

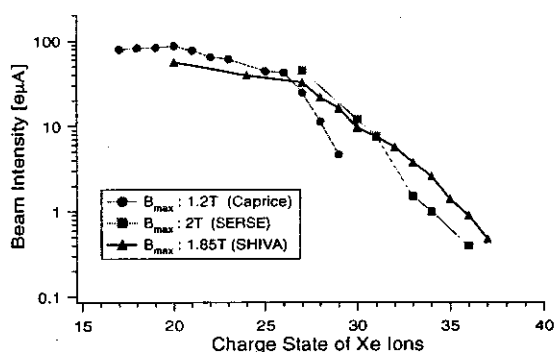


図 4. 14.5 GHz のマイクロ波を用いている ECR イオン源からの、Xe イオンのビーム量の比較

由を以下のように考えることができる。

- 長いプラズマチャンバー; 長いプラズマチャンバー、すなわちプラズマの長さがの長いときイオン閉じ込め時間は長くなる [7]。
- 強いプラズマ閉じ込め磁場; 強いプラズマ閉じ込め磁場はイオン閉じ込め時間を長くし [7]、またより高密度のプラズマの閉じ込めを可能にする [3]。
- プラズマチャンバー内壁のアルミニウム; プラズマチャンバー内壁のアルミ酸化物は、その高い2次電子放出量により、電子密度を向上させ多価イオンの電流量を増やす [4]。また、実験的にプラズマポテンシャルを減少させることが確認されており [8]、イオン閉じ込め時間を延ばしていると考えられる。

表 2. いろいろな 14.5 GHz ECR イオン源の仕様の比較

	SHIVA	SERSE	Caprice
軸方向磁場の最大値	1.85 T	2 T	1.2 T
六極磁場の強度	1 T	1.1 T	1.08 T
プラズマチャンバーの長さ	375 mm	420 mm	160 mm
チャンバー内壁のアルミ酸化物	yes	no	yes
入射したマイクロ波のパワー	~800 W	~1200 W	~1200 W

以上より、SHIVA は多価電荷 Xe イオンビームの生成において、特筆すべき性能を示した。SHIVA は多価電荷イオンビームの生成において、14.5 GHz ECR イオン源としてはもっとも優れてたものになっている。

## 参考文献

- [1] F. Chandezon, C. Guet, B. A. Huber, D. Jalabert, M. Maurel, E. Monnardand, C. Ristori, J. C. Rocco, Phys. Rev. Lett. 74 (19) (1995) 3784.
- [2] T. Kurita, T. Nakagawa, T. Kawaguchi, S.-M. Lee, Rev. Sci. Instrum. 71 (2) (2000) 909.
- [3] R. Geller, Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas, IOP, Bristol, 1996.
- [4] T. Nakagawa, Y. Miyazawa, M. Hemmi, T. Chiba, N. Inabe, M. Kase, T. Kageyama, O. Kamigaito, A. Goto, Y. Yano, Jpn. J. Appl. Phys. 35 (7) (1996) 4077.
- [5] S. Gammino, G. Ciavola, L. Celona, M. Castro, F. Chines, S. Marletta, Rev. Sci. Instrum. 70 (9) (1999) 3577.
- [6] D. Hitz, F. Bourg, M. Delaunay, P. Ludwig, G. Melin, M. Pontonnier, T. K. NGuyen, Rev. Sci. Instrum. 67 (3) (1996) 883.
- [7] T. Rognlien, T. Cutler, Nucl. Fusion 20 (8) (1980) 1003.
- [8] Z. Q. Xie, C. M. Lyneis, Rev. Sci. Instrum. 65 (9) (1994) 2947.

#### (4) Effect of biased electrode of ECR ion source using liquid He free superconduction solenoid coil

ECR イオン源のビーム増強法の1つとしてバイアス電極法はよく用いられている。バイアス電極法は、負電圧をかけた電極をプラズマチェンバー内に入れることにより、多価イオンのビーム量を数倍から数十倍に増やすことができる[1]。バイアス電極のビーム増強メカニズムは、プラズマ中から逃げ出した電子が電極がプラズマ中に押し戻し電子密度を上げている[2-4]、という説明がよくなされてきた。しかし、そのメカニズムの詳細はまだ分かっていないことが多い。

我々の研究グループでは現在、液体Heフリーの超伝導電磁石を用いたECRイオン源(SHIVA)を開発し、多価電荷で大強度のXeイオンビームを生成することに成功している[5]。例えばXe<sup>32+</sup>イオンで5.7e $\mu$ A、Xe<sup>35+</sup>イオンでは1.4e $\mu$ Aのビームを実現している。開発したイオン源SHIVAにおいてもバイアス電極法は使用され、その効果は顕著に現れていることを確認している。我々は、ECRイオン源SHIVAにおいてバイアス電極がどのようにビーム増強に効いているか調べる実験を行った。このレポートではこの結果について報告する。

SHIVAの詳しいセットアップは、ref. [5]に示した。Fig. 1はSHIVAにおけるプラズマチェンバー内部とバイアス電極の概念図である。バイアス電極はビーム軸に沿って動かすことができる。本実験では、バイアス電極の電圧と位置に対する多価Xeイオンのビーム量を測定した。主な実験パラメータはTable 1にリストアップしている。さらに、デジタルストレージオシロスコープを使用して、ビーム強度の時間変化の測定も行った。

Fig. 2と3に、Xe<sup>20+</sup>のビーム量をバイアス電圧と電極の位置をそれぞれ変えたときの結果を示した。Fig. 2を見ると、バイアス電圧が高くなるにつれてビーム量とバイアス電極に流れる電流ともに大きくなるのがわかる。このことはバイアス電極が、プラズマ中から逃げ出した電子を押し戻している、という上記のメカニズムを支持していると考えられる。これに対しFig. 3は、バイアス電極に流れる電流はその位置には大きく依存しないにもかかわらず、ビーム量は電極位置によって大きな依存性を示していることが確認できる。以上のことは、バイアス電極の電圧を変化させて起こる効果と位置を変化させて起こる効果は、それぞれ異なるダイナミクスが効いていることを示唆している。

デジタルストレージオシロスコープを用いて測定したビーム量時間変化のをFig. 4にいくつか示した。これらの測定から、我々はバイアス電極に電圧を印加すると、ビーム量に強い振動が現れるということが確認された。Fig. 5にXe<sup>24+</sup>のビーム量とその振動周波数の測定結果を電極の位置に対する関数でプロットした。さらに、このXe<sup>24+</sup>のビーム量と振動周波数の相関図をFig. 6に示した。この図から、ビーム量と振動周波数に強い相関があることが分かる。これらのことから、バイアス電極はECRプラズマにある不安定性をもたらし、その結果としてビーム増強効果を及ぼしていると考えられる

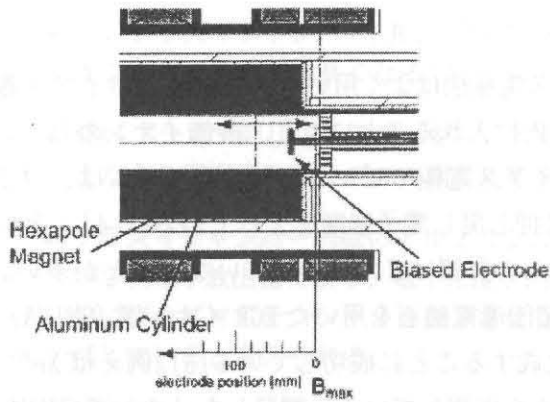


Fig. 1. A plasma chamber and a biased electrode in the sources SHIVA.

Table 1. Main experimental parameters

extraction voltage		15kV
14.5 GHz RF power		565W
axial magnetic field	injection side	1.85T
	central side	0.40T
	extraction side	1.18T
vacuum of injection side		$1.6 \cdot 10^{-6}$ Torr
vacuum of extraction side		$3.3 \cdot 10^{-7}$ Torr

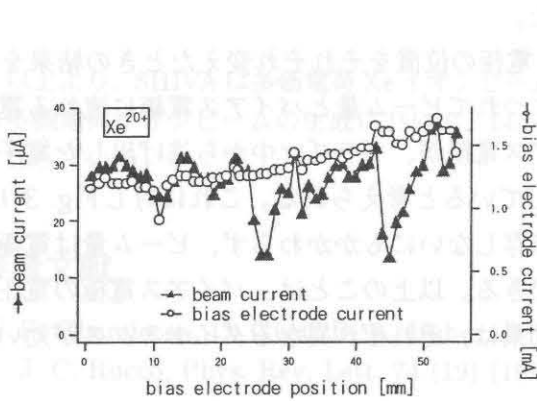


Fig. 3. A  $\text{Xe}^{20+}$  ion beam intensity and a current of biased electrode as a function of electrode position.

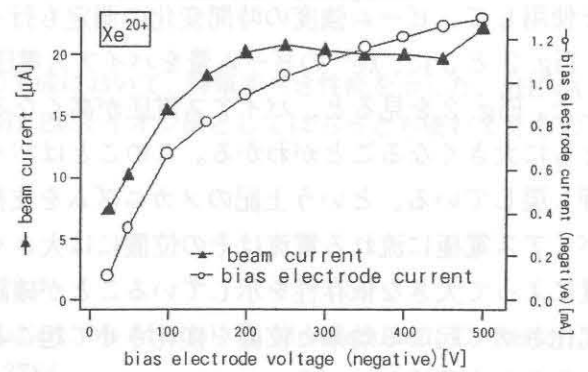


Fig. 2. A  $\text{Xe}^{20+}$  ion beam intensity and a current of biased electrode as a function of electrode position.

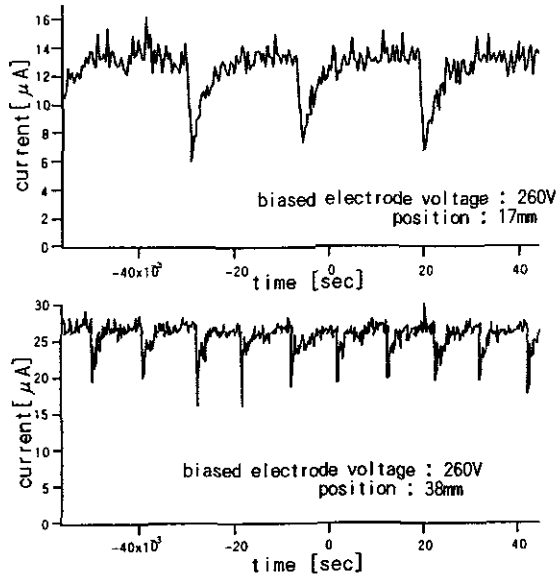


Fig. 4. A time structure of  $Xe^{24+}$  beam intensity

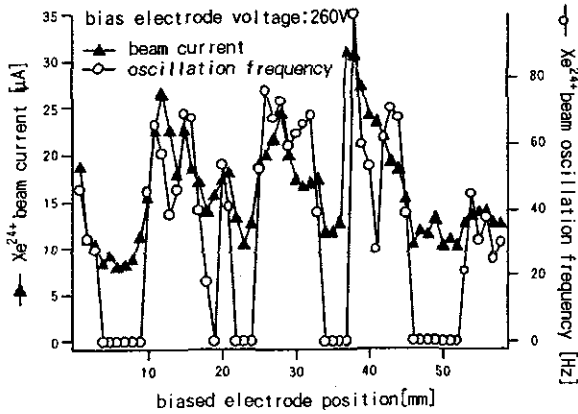


Fig. 5. A  $Xe^{24+}$  ion beam intensity and an oscillation frequency as a function of biased position.

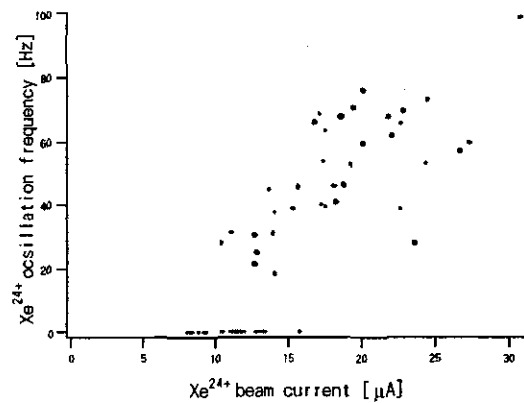


Fig. 6. A correlation between  $Xe^{24+}$  beam intensity and oscillation frequency

## References

- [1] G. Melin et al., Proceedings of the 10th Int. Workshop ECR Ion Sources, Oak Ridge Nat. Lab., Knoxville, 1991, 1.
- [2] R. Geller, Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas, IOP, Bistol(1996).
- [3] T. Nakagawa et al., Proceedings of the 14th Int. Workshop ECR Ion Sources, CERN, Switzerland (1999)1.
- [4] S. Biri et al., Proceedings of the 14th Int. Workshop ECR Ion Sources, CERN, Switzerland (1999)81.
- [5] T. Kurita et al. Rev. Sci. Instrum., 71(2000)909.

## (5) Measurement of large size Cu cluster ions by using quadrupole deflector and TOF mass spectrometer

ここ数年間、相転移付近でのクラスターの分裂現象がどのように変化するかを調べるためにクラスターイオン源やイオンオプティクス、飛行時間測定式質量分析器の開発を進めてきた。金属クラスターがどのくらいのサイズで液相・固相の相転移を起こすかについては、Naクラスターの場合クラスターサイズ  $n=1400$  であると報告されており、その他の金属についてもその程度のサイズであると考えられている。そのため、クラスターサイズ数千の金属クラスターが生成されるようにクラスター源のパラメータを調整し、生成されたクラスターのサイズ分布を測定した。

実験装置の全体図を図1に示す。マグネトロン型スパッタ源によって金属蒸気を発生させ、液体窒素温度に冷却された成長領域内でその蒸気がArやHeガスと衝突しながら冷却・凝集しクラスターへと成長していく。Ar, Heガスは40~60sccm注入しており、成長領域内の圧力は1torr程度であった。成長領域の長さは、スパッタ源の位置を前後させることによって数cm~20cmと変化できるようにした。高強度のビームを得るため、ターゲットにはスパッタリング率の高いCuを用いた。クラスターイオンはまず-1kVのチェンバー内に引き込まれ、2つの静電レンズによって収束・輸送される。そして4枚のグリッド付き電極によってグランド電位までパルスの加速される。各電極は2mm間隔に配置され、それぞれ-1kV, -10V, +655V, 0Vの電圧がかけられている。イオンビームは第一電極と第二電極の間で減速され、第二電極を0.03mm過ぎた点で一旦停止する。そして第二電極の電圧を急速に+1kVまで高めることによって停止していたイオンはパルスの1keVまで加速される。イオンビームはその後静電四重極偏向器によって90度曲げられ、バックグランドとなる中性粒子と分離させた。その後ToFを測定するために長さ4mのField-Free空間を飛行させた。重たいクラスターイオンの検出効率を高めるために-8.5kVかけられたMo板に衝突させて二次電子を発生させ、その電子をMCPで検出する方法を用いた。パルス加速のタイミングをスタート信号、検出器の信号をストップ信号としてMulti-Stop TDC(P7886,FAST ComTec社)に入力し、ToFスペクトルを得た。TDCのRangeは重たいクラスターまで測定できるように5msとした。またパルス加速のトリガー周波数は30Hzとした。

得られた銅クラスターイオンの質量分布を図2に示す。 $^{40}\text{Ar}^+$ ,  $^{63}\text{Cu}^+$ ,  $^{65}\text{Cu}^+$ ,  $\text{Ar}_2^+$ ,  $\text{Ar}_3^+$ を用いて質量を校正した。クラスターサイズ2,400から24,000(150,000~1,500,000amu)のクラスターイオンが観測されているのがわかる。この質量分布はある程度コントロールすることができる。例えばArガスの注入量を60sccmから40sccmに減らすことによって、100,000amuから600,000amuの分布を得ることができた。

このクラスターイオン源とオプティクスによって、様々な元素の金属クラスターが多価電荷クラスター分裂現象の実験に利用可能になった。

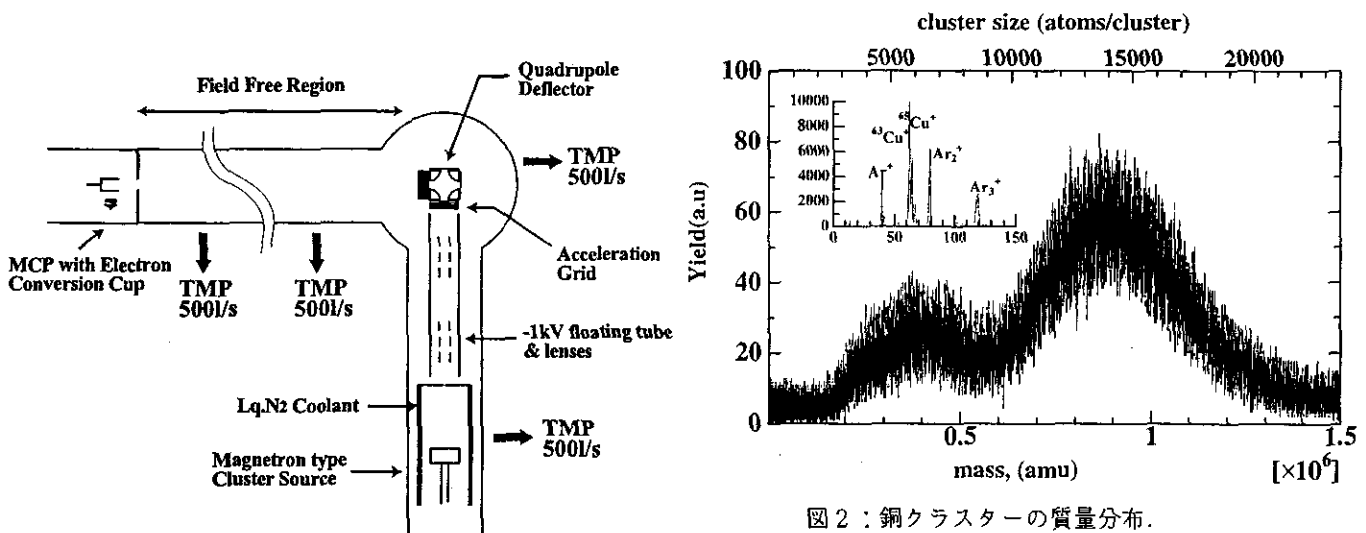


図1：実験装置全体図

図2：銅クラスターの質量分布。  
成長領域は13cm、ガス流量はHe, Arとも60sccm。



## (6) Development of oven type cluster ion source

クラスターの基礎、応用の両面にわたってサイズがそろったクラスターの示す挙動に関心が高まっている。特に基板上へ蒸着された均一サイズのクラスターの挙動はナノサイズスケールの構造形成などにも繋がるテーマとして注目が集まっている。[1]これらの研究を行うにあたってサイズ選別後にも十分な強度をもつようなクラスターイオン源の開発が求められており、我々は構造の簡単さとコストパフォーマンスの良さから抵抗加熱による元素蒸気の供給とガス中冷却によるクラスター成長を組合せたオープン型クラスターイオン源の製作を行った。この手法は低融点、高蒸気圧の元素に対して用いられるが、蒸気の発生部に改良を行う事で銀などにも用いる事ができる。今回はナトリウムを対象として設計を行っている。[2][3][4]

クラスターイオン源は、クラスターを構成する原子の供給源、それらの原子の結合によりサイズの増大が進む成長領域と生成したクラスターをイオン化させるイオン化領域の三つを共通の構造として持つ。強度については、供給量とイオン化効率がビーム強度の上限となり、成長領域の条件がサイズ分布を決定する。成長領域におけるクラスターの成長過程は未知な事柄が多く、パラメータには装置依存する部分が多いため、一義的に要求を満たすパラメータは決定できない。これらの設計値に関しては以前の経験に基づいて調整できる範囲を広くとることで対応することにした。[5]

図1に装置の概略図を、図2に装置の写真を示す。坩堝のノズル(第一ノズル)から噴出された金属蒸気は冷却用の希ガスと衝突して凝縮を引き起こし成長する。成長したクラスターはノズル(第二ノズル)を通じて真空中に噴出され、ノズル付近で熱カソード法によりイオン化される。鉛直方向に噴出されたクラスターはT.O.F.質量分析法用の加速電極によって、荷電粒子のみが水平方向へと引き出される。即ち、質量選別後のビームからは完全に中性粒子を排除することが可能となっており、同一サイズのクラスターのみを取り出す事が可能な構造となっている。

アルミナタンマン管(内径 12、外径 16、長さ 100)にマンガニンのリボン状ヒーター ( $0.2 \times 1.2\text{mm}^2 \times 1300 \sim 6\Omega$ ) を用いて接触面積を増やし、加熱の効率化と温度分布の均一化を図っている。アルミはナトリウムと合金を作らないため、アルミ製の坩堝にナトリウムを入れ、それをタンマン管の内側に入れた。直接タンマン管に封入しなかったのは金属製の第一ノズルとタンマン管の接着に難があったためである。第一ノズル( $\phi 2 \times 6$ )は金属蒸気の噴出時に生じる拡散を抑え、成長管壁面に付着するクラスターを減少させる役割を持つ。坩堝部分はウィルソンシールで真空保持しているロッドに取り付けて、成長管内で位置調整ができるようになっている。第一ノズルと第二ノズルの間隔は0~20cmの範囲で可動調整ができる。ナトリウムの飽和蒸気圧は通常、この種のイオン源で用いられる0.1torrに設置した。この時の温度は620Kである。冷却用の希ガスの圧力は0.1~20torr程度の値が用いられているが、これは導入するガスの流量と第二ノズルの形状により調整する。内径58の成長管で( $\phi 3 \times 9$ )の第二ノズルを使用した場合、50sccmの流量で成長管内部の圧力は0.75 torrとなり、外部の圧力は $\sim 10^{-4}$ torrである。この程度の圧力においては、坩堝から周囲への熱拡散は主としてガスを通じて行われる。粘性流領域での熱伝導は圧力に依存せず壁面間の距離に反比例する。壁面間距離15mm、坩堝温度620Kでヘリウムガスによる熱負荷は $\sim 30\text{W}$ 程度であり、液体窒素などの冷却を適当に行えば問題はない。

イオン化は熱カソード法により行う。[6]これは第二ノズル上部に熱電子の供給源として加熱したタングステン線を置き、ノズルとタングステン線に $\sim 100\text{V}$ 程度のバイアス電圧を加えて熱電子を加速させ、一種の支持グロー放電を起させる仕組みである。磁石を利用して電子の運動距離を伸ばす工夫をすると20%程度の非常に高い効率でイオン化ができるとの報告がある。[4]我々は磁石なしの状態で行ったが、得られたイオン化効率の値は $10^{-4}$ 程度であり、これは通常の弱電離プラズマで得られるイオン化効率と一致している。

現状では、サイズ未選別の状態でも100nA程度の電流値を得ているが、パラメータの最適化を図ることにより、更に強度を上げることができると期待する。

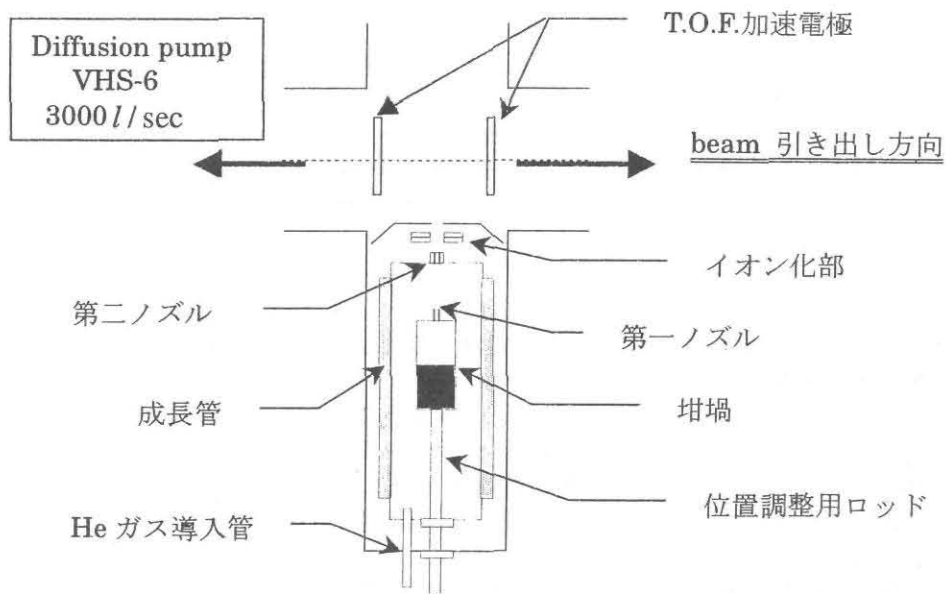


図1 装置概略図

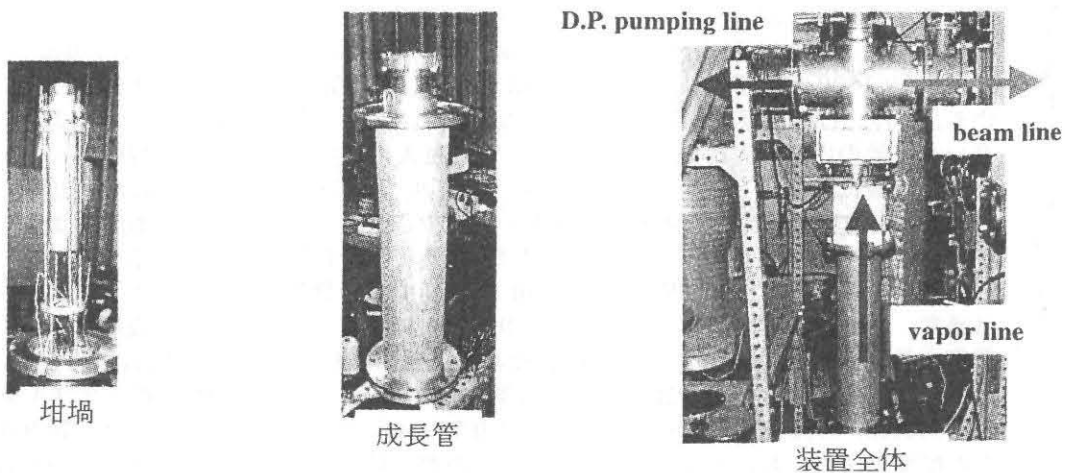


図2 装置写真

## References

- [1] P.Jensen, Rev. Mod. Phys., 71(1999)1695.
- [2] Clusters of Atoms and Molecules I and II, edited by H.Haberland, (Springer, Berlin, 1994).
- [3] U.Zimmermann, et.al., Z.Phys. D31, (1994)85.
- [4] I.M.Goldby, et.al., Rev.Sci.Instrum. 68(1997)3327.
- [5] C.K.Chung, Doctoral Thesis (2001), Univ.Tsukuba.
- [6] L. Valyi, "Atom and ion sources" (John Wiley & Sons, London, 1977).

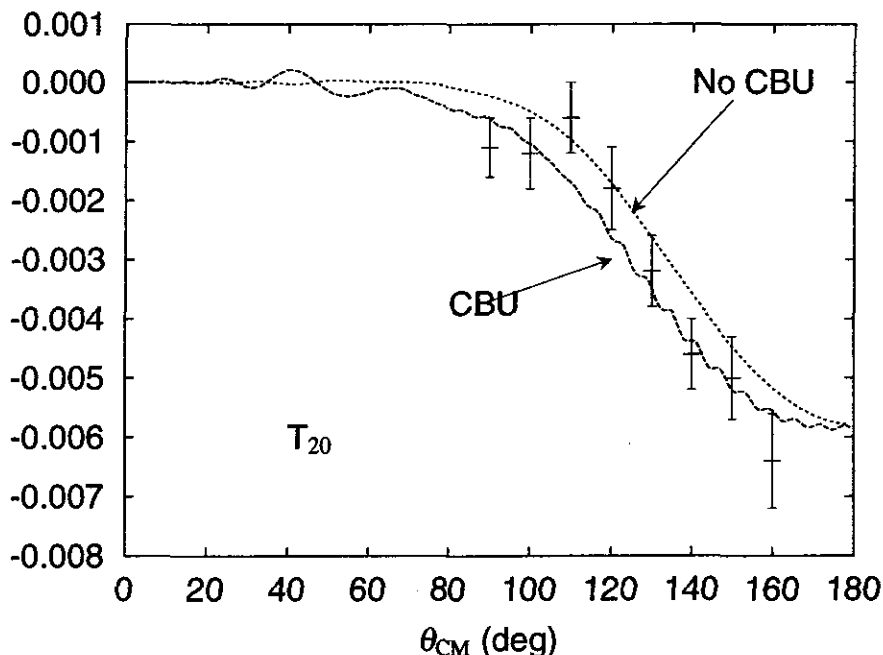
### 【3】 スピン偏極核反応実験 (青木保夫、田岸義宏、片渕竜也、奥村紀浩)

#### (1) 2次迄の摂動を用いた核反応計算プログラム TWOFNR の維持

計算機用プログラムは、関係者の退職等により時代と共に消えていく場合がある。しかし実際の計算需要が無くなる訳では無い。原子核反応の分野では2次までの歪曲波ボルン近似を用いた TWOFNR は、日本発の計算プログラムとして賞用されて来たが、今ではその内部まで理解して使用できる人間は少なくなってきた。一方計算機の発達により、計算そのものは個人が所有する計算機で実行可能である。又、計算機の使用環境も変化してきたので、これまでの英文マニュアルの書式を現代風に改め、これを FORTRAN のプログラム本体と共に、青木のホームページ (<http://web.tac.taukuba.ac.jp/yaoki/index.html>) に張り付けた。この作業の開始は、理化学研究所からの協力依頼も関係している。このプログラムは、その後国内外から利用されている。特に、イタリアからは計算に付いての協力依頼もあった。

#### (2) 重陽子のクーロン分解過程とテンソル偏極

昨年度に開発した重陽子のクーロン分解過程を正しく取り入れたプログラムを用いて、重陽子弾性散乱におけるテンソル分析能の計算をし、大阪大学 RCNP で開催された国際会議 スピン2000 に投稿した。内容は、クーロン力による重陽子の電気分極率を通して重陽子の D 状態を精度良く決定できるのではないかという期待の下に Kammeraad and Knutson[1] により測定されたテンソル分析能 (特に  $T_{20}$ ) の計算を行い、我々が先に示した連続状態間の遷移が大切であり、これを考慮すれば実験精度の範囲では、現在の理解で十分であることを示した。実験的にはかなり古い物であるが、関係者の一人がこの会議に出席しており、説明を聴いて納得していた。図に示すのは、テンソル偏極分析能  $T_{20}$  の実験値と計算値の比較である。



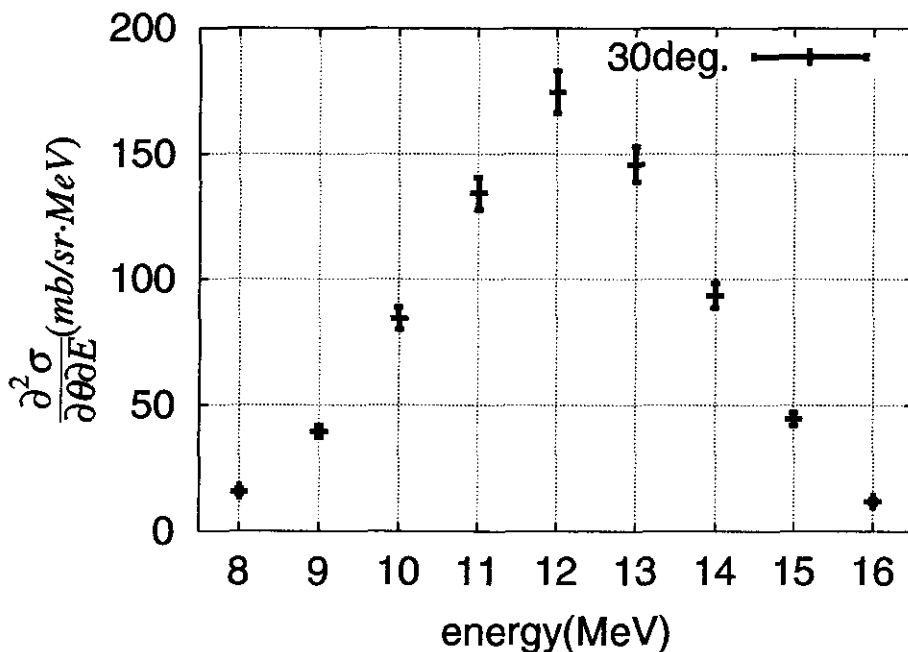
#### (3) CDCC 法に依る分解生成物の3重微分断面積の計算

重陽子分解過程を CDCC で評価し、弾性散乱 S 行列を計算するというプログラム開発は一応完成した。次の仕事はこのプログラムを拡張し、分解生成物の生成量を評価する事である。この場合に計算上注意すべき点は、3体崩壊であるから線スペクトルでなく連続スペクトルとなる

点である。従って単純な微分断面積では表現出来ない。例えば、陽子と中性子の放出方向を指定し、その上で放出される陽子の運動エネルギー分布を予想する事となる。これを3重微分断面積と呼ぶ。もしも、中性子の検出をしないならば、中性子の放出方向に付いて、3重微分断面積を積分しなければならない。この積分結果を2重微分断面積と呼ぶ。弾性散乱だけの計算ならば、分解過程の寄与の計算精度は必ずしも高い必要は無かったが、分解過程の3重微分断面積の計算には、更なる精度が要求されるので、CDCCのプログラム自身にも手入れが必要であった。個人用計算機の計算能力の範囲で、核子や重陽子のスピンを無視した過去の計算を再現するところまで、開発が進んだ。偏極現象を利用すると、反応機構の更なる解明に有用であるとの感触を得た。簡単な計算結果は、加速器センターの25周年を記念する研究会で提示した。

(4) 鉛を標的とした、重陽子分解を想定した陽子連続スペクトルの測定

加速器センターの第1測定室には、焦点面の長さが約1.5メートルの磁気分析器が設置されている。この長い焦点面を生かす位置検出器の開発を行い、これを用い18 MeV 重陽子入射の際に放出される陽子の運動量スペクトルの測定を行った。この測定の為に開発された位置検出器の有効長は約90 cmであり、実際には位置検出用の比例係数管と、非弾性散乱重陽子を排除する為のエネルギー検出用のプラスチックシンチレータとの同時計数を併用している。位置分解能は、1.5-2.4 mm 程度である。散乱角が30°で測定された2重微分断面積の例を、以下に示す。



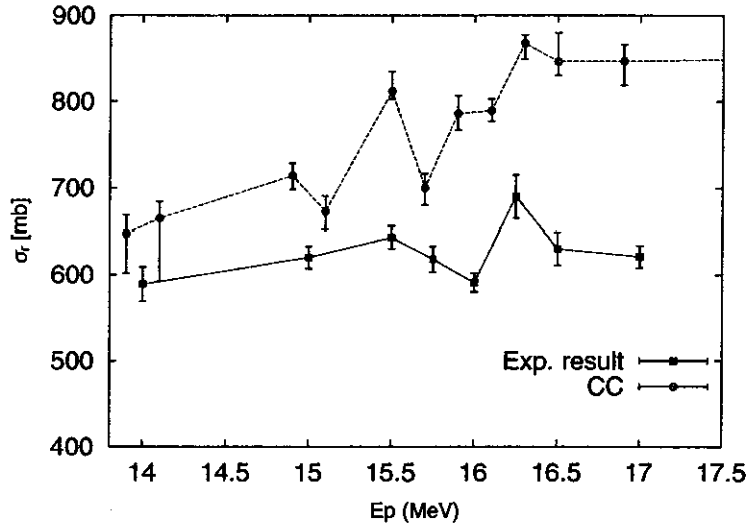
(5) Si をターゲットにした陽子全反応断面積の測定

エネルギー領域 ( $\leq 20$  MeV) での陽子全反応断面積は入射エネルギーが増加するのに伴って、ターゲットの励起状態の数が増えるために単調に増加し、さらに入射エネルギーが大きくなると入射陽子のド・ブロイ波長に依存して、単調に減少する事が知られている。一方、形式的な光学ポテンシャル

$$V = V_{PP} + V_{PQ} \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} V_{QP} \quad (1)$$

の第2項のグリーン関数の符号の反転が起こる。その結果、光学ポテンシャルの虚部ポテンシヤ

ルが浅くなるので全反応断面積の谷が観測できると予想し、Si をターゲットとし、入射エネルギーが (p,n) 反応の閾値 (15.7MeV) 付近で陽子全反応断面積の入射エネルギー依存性を観測した。我々の測定では下図の実線のように、予想したエネルギー領域で全反応断面積の谷が観測できた。



ただし絶対値は測定系の制限により 100~200mb 程度大きくなる。一方、比較のために測定した Al の全反応断面積はエネルギーとともに単調に増加している。この全反応断面積の傾向は、Si に対する 14~17MeV 陽子弾性散乱の実験データを再現するポテンシャルパラメタを用いた光学模型計算では、示すことができない。それに対してチャンネル結合法による計算では実験値と似通った傾向が再現できる (図の点線。ただし誤差棒はポテンシャル探索の際に  $\chi^2$  が最小値から 1/3 だけ増加するときの変化を表す)。

チャンネル結合法による計算から、吸収分布  $r_{absp}[2]$  を求めることができる

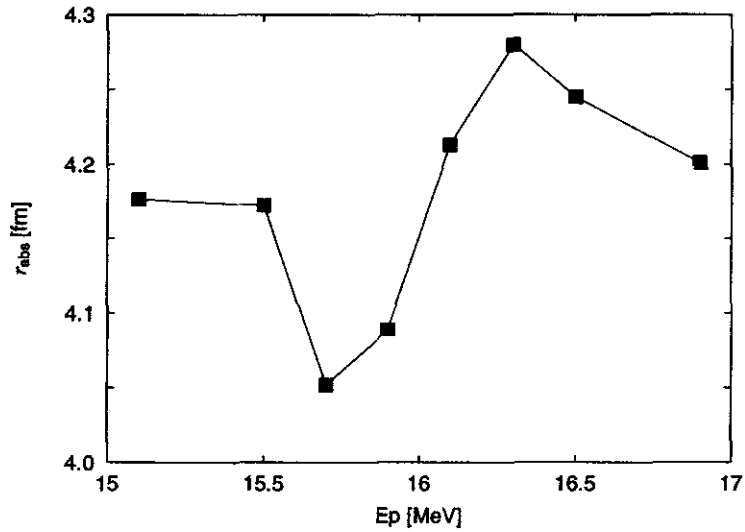
$$r_{absp} = \frac{\langle r\sigma_r(r) \rangle}{\langle \sigma_r(r) \rangle}. \quad (2)$$

このとき  $\sigma_r(r)$  は  $\alpha'$  チャンネルの波動関数  $u_{\alpha'}^\alpha$  (入口チャンネルを  $\alpha$  と記す) を用いて、

$$\sigma_r = \int_0^\infty \sigma_r(r) dr \quad (3)$$

$$= \frac{2\pi}{k^3} \sum_{l_j} (2j+1) \int_0^\infty Im\{u_{\alpha'}^{\alpha*} \sum_{\alpha'} U_{\alpha\alpha'} u_{\alpha'}^\alpha\} dr \quad (4)$$

から得られる、吸収分布である。式 (2), (3) から、吸収半径は粒子の吸収が強い場所を示している。吸収半径のエネルギー依存性は次図のように、(p,n) 反応の閾値付近で明瞭な谷を持つことがわかる。



以上のように巨視的な物理量であると考えられてきた全反応断面積に、(p,n)反応の閾値付近に異常が現れるという事実、一般的な光学模型を使った計算では谷が再現出来ないという事実は、微視的なモデルの導入が必要であることを示している。

この結果に関しては、現在 Nucl. Instr. Meth. に投稿中である。

#### 参考文献

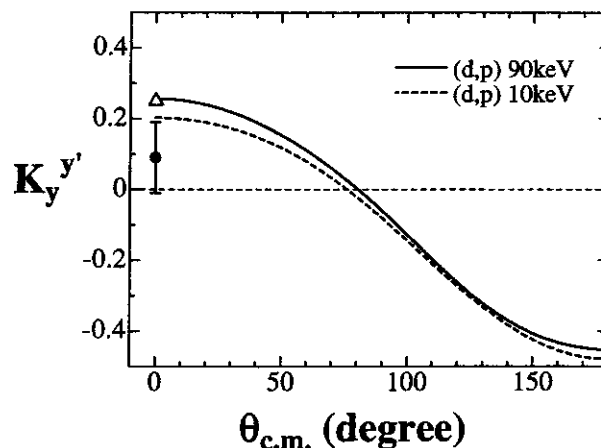
- [1] J.E. Kammeraad and L.D. Knutson, *Nucl. Phys.*(1985) 502.
- [2] Y. Aoki, K. Hirota, H. Kishita, K. Koyama, M. Masaki, K. Miura, Y. Mukouhara, S. Nakagawa, N. Okumura and Y. Tagishi, *Nucl.Phys. A599,417(1996)*

### (6) ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ 反応における偏極移行係数の測定

入射エネルギーがクーロン障壁より十分低い領域 (数百 keV 以下) における  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  反応は 4 体系の核物理で興味もたれている反応である。我々は、今まで 100keV 以下での  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  反応の偏極分解能を測定してきた。我々は、今回さらに 90keV の偏極重陽子を用いて  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  反応の  $\theta = 0^\circ$  での偏極移行係数  $K_y^{y'}$  を測定した。

実験は筑波大学加速器センターのラムシフト型イオン源を用いて行った。重陽子ターゲットには重水素化ポリエチレン  $\text{CD}_2$  を用いた。 ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  反応で出てくる約 3MeV の陽子の偏極度を測定するために、 ${}^{28}\text{Si}$  での陽子弾性散乱を用いたポラリメーターを作製した。 ${}^{28}\text{Si}$  での弾性散乱は 3MeV 陽子に対して、散乱角  $\theta_{lab} = 115^\circ$  で  $A_y$  が  $-0.8$  である。ポラリメーターは、2つのシリコン半導体検出器 (SSD) から構成されている。一つは散乱角  $\theta_{lab} = 0^\circ$  に置き、 ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  からの陽子を  ${}^{28}\text{Si}$  で弾性散乱を起こさせる SSD、もう一つはそこから  $\theta_{lab} = 115^\circ$  方向に散乱された陽子を検出するための SSD である。この2つの SSD をコインシデンスさせることで、バックグラウンドを減らした。

結果として偏極移行係数  $K_y^{y'}$  は  $0.09 \pm 0.08$  という値が得られた。Lemaître と Shieck は低エネルギーでの  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  反応の全遷移振幅 16 個を過去に測定された  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  反応の断面積、偏極分解能、反応陽子の偏極度の実験値から決定した。我々は、この Lemaître と Shieck が決定した遷移振幅を用いて  $K_y^{y'}$  を計算し、今回の実験値と比較した。Lemaître と Shieck の遷移振幅の決定には偏極移行係数の実験値は使われていないので、比較することで彼らの遷移振幅や仮定の正しさを検証することになる。実験値と計算値を下図に示す。実験値は、黒点である。実線と破線はそれぞれ入射エネルギーが 90keV、10keV のときの値を表している。三角点は反応断面積を考慮した 90keV 以下での計算値の平均である。図から分かるように、計算値と誤差の範囲内では一致しないという結果が得られた。この結果は現在 Physical Review C に投稿中である。



### (7) D(d,p)T 反応を用いた注入重陽子の測定

種々の物質に低エネルギー (~100 keV) の重水素ビームを連続的に照射すると、物質に注入された重陽子と、重陽子ビームとの間で、重陽子融合反応、D (d,p) T が起こり、約 3 MeV の陽子が放出される。我々は、この反応陽子の計数率およびそのエネルギーを重水素ビームを連続的に照射しながら測定する事によって、物質に注入された重水素原子の拡散に関する情報を実時間 (Real Time) で観察する方法を開発した。今回新しく標的溫度を一定に保ち、標的上で照射ビーム強度が一定なるように改良して、5 種類 (Cu, Al, Ta, Mo, Pd) の金属において単結晶・多結晶金属標的での重陽子照射に対する陽子計数率の時間変化を測定した。単結晶金属はいずれも直径約 12mm、厚さ 1mm で面方位は (1,0,0) である。またビーム入射面は、研磨されており、面方位精度 <math>2^\circ</math>、研磨粗さ <math>0.03 \mu\text{m}</math> である。以下に Cu と Ta に関する結果の一例を示す。

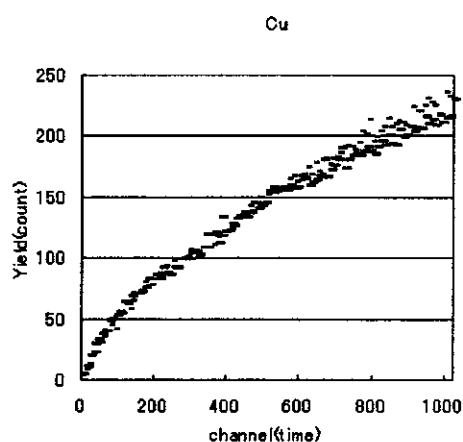


図 1: Cu の測定結果照射条件: 90 keV D-, 0.5  $\mu$  A, 1channel=10sec. 照射径 4mm. 単結晶標的: 直径約 12mm, 厚さ 1mm. 方位 (100) 多結晶標的: 15  $\times$  20mm, 厚さ 1mm. Cu 標的においては、単結晶と多結晶の差がまったく見られない。

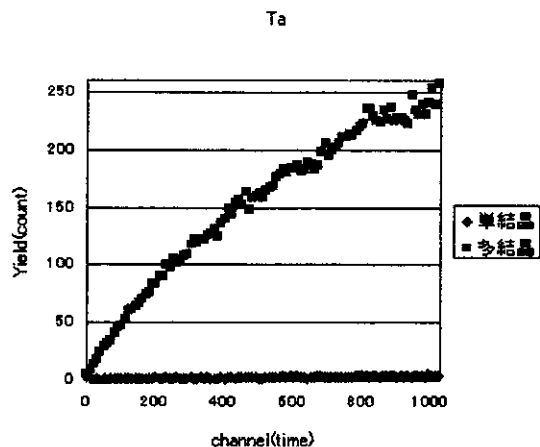


図 2: 照射条件: 90 keV D-, 0.5  $\mu$  A, 1channel=10sec. 照射径 4mm. 単結晶標的: 直径約 12mm, 厚さ 1mm. 方位 (100) 多結晶標的: 15  $\times$  20mm, 厚さ 1mm. Ta 標的では、単結晶と多結晶とで、注入重陽子の振る舞いがまったく違う。単結晶中では重陽子の拡散が異常に早いことを示しているのか、さらなる追試が必要と思われる。

### (8) ラドン娘核からの $\alpha$ 粒子測定

大気中には、ラドンおよびトロンと、その崩壊によってつくられる放射性核種が含まれている。ラドンおよびトロンの娘核である放射性核種の大部分は正に帯電している。これらの核種を検出するための検出器を新しく開発した。今回開発した検出器では、これらの放射性正イオンを直接検出器表面に静電的に捕集しそこから崩壊によって放出される  $\alpha$  粒子のエネルギーを直接計測するものである。このような目的の検出器として、シリコン半導体検出器、シンチレーション検出器、電離箱等が有効である。特にシリコン半導体検出器では分解能良く  $\alpha$  粒子のエネルギーを計測することができ、ウラン系列、トリウム系列、アクチニウム系列から生成されたラドン、トロン、アクチノンの崩壊からの娘核を容易に分離することができる。

この目的に最適な検出器として、浜松ホトニクス社製シリコンフォトダイオード (シリコン半導体検出器) (S 4267 - 2、有感面積 48 $\times$ 48mm<sup>2</sup>) を用いた。今回使用した浜松ホトニクス社製のフォトダイオードではシリコン板をマウントするケースがないのでアノード (正電極) あるいは



はカソード（負電極）のどちらからでも逆バイアスが印加でき電流信号を取り出すことができる。そこで、この特徴を利用してラドンが崩壊した時に生じる娘核種がプラスに帯電しているのを確認するため、シリコンフォトダイオードの放射線入射面にマイナスの電圧を印加した時と通常の放射線検出器のようにアース電位にした時のラドン娘核の捕集状況を調べた。測定は、一気圧の大気を満たした円筒形の容器（直径＝350、深さ＝200）の中にフォトダイオード（48×48mm<sup>2</sup>）を設置し、そこからの信号を、プリアンプ、メインアンプで増幅し、マルチチャンネルアナライザ（以降MCAと記す。）を用いて出力パルス波高の測定を行った。測定は、以下のaとbの場合について行った。

- a. シリコン検出器の放射線入射面に-100Vの電圧を印加し、シリコン検出器の背面をアース電位にする。
- b. シリコン検出器の放射線入射面をアース電位にして、シリコン検出器の背面に+100Vの電圧を印加する。

得られたエネルギースペクトルを、a（検出器表面が-100V）を図3、b（検出器表面が0V）を図4に示す。ここで観測された2つのピークのエネルギーは、6.008、7.687MeVのエネルギーに対応し、それぞれ<sup>218</sup>Poおよび<sup>214</sup>Poが崩壊する時に放出されたα粒子に対応する。次にそれぞれの場合に検出されたα粒子の個数を表1に示す。

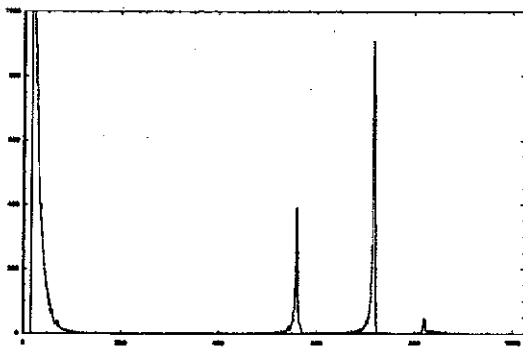


図3: Pulse height spectrum from a PIN photodiode (HAMAMATSU S4276-2) operated in the chamber with 1-atm air by applying a bias of -100V at the front surface and 0V at the rear surface.

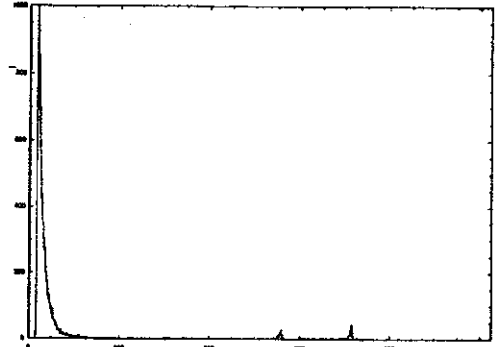


図4: The same spectrum as Fig. 1 in case of applying a bias of +100V at the rear surface and 0V at the front one

	a. bias of -100V	b. bias of +100V
counts at 6.008MeV[c/h]	2557±51	12±3
counts at 7.687MeV[c/h]	5612±75	17±3

表1:

表1より、b.（検出器表面が0V）は、a.（検出器表面が-100V）に比べて6.003MeVのα粒子は0.5%、7.687MeVのα粒子は0.3%しか検出されない。放射線入射面に負の逆バイアスを印加することによって、正に帯電したラドン娘核イオンを効率よく収集しそこからの崩壊α粒

子のエネルギーを分解能良く測定することができる事がわかった。真空排気可能な容器に半導体検出器を設置し、種々の場所で採取した大気に含まれるラドン・トロン濃度および各種物質中に含まれるこれら放射性核種の定量的な測定を行い、今回開発された測定法の有用性を確認した。この測定法をシンチレーション検出器に適応した。シンチレーション検出器ではそのエネルギー分解能は、半導体検出器に比べて劣るが、取り扱いが簡単で大型のものが手に入りやすい。今回シンチレーターとして直径2インチ厚さ0.4mmのCsI(Tl)を用いたシンチレーション検出器を製作し、これを用いて大気中のラドンおよびトロン娘核からの $\alpha$ 粒子を計測した。このシンチレーション検出器が大気中でのラドンおよびトロンのモニター検出器として有用であることが確認された。大気中での放射性イオン核種の中性化機構、各種気体中における放射性イオン核種の電界中での流動速度、また対流による拡散の影響等基礎的な研究を行った。その結果ポロニウムイオンの電界中での移動速度が極めて温度に敏感であることが分かった。そのため今回配分を受けた学内プロジェクト費で恒温槽を設置し、移動度の温度依存性を定量的に調べるための準備を現在進めている。

【4】高エネルギー原子核実験（三明康郎、江角晋一、佐藤進、加藤純雄）

(1) BNLにおけるRHIC-PHENIX 実験

西暦 2000 年の夏、米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の超相対論的重イオン加速器 (RHIC) に於いて、今だかつて最高エネルギーの重イオン衝突が  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV で行われた。フェニックス実験は、RHIC の中で最も大きい実験の一つで、重イオン衝突における様々な信号を測定することを目的とする。この実験は、レプトンや光子等のように、衝突領域とあまり相互作用せずにつき抜けて来る指針を用いて衝突初期を探ると同時に、衝突の最終段階を大いに反映するハドロンを用いて、衝突後期を探る事ができるように設計されている。これによって、重イオン衝突の衝突初期から後期までの全体の過程を調べ、クォーク、グルーオン、プラズマの形成を探求する。

図 1 には、1 年目のフェニックス実験のセットアップを、ビーム軸から見た図 (左) と側面図 (右) を示す。このセットアップは中心ラピディーター付近  $|\eta| < 0.35$  で方位角 90 度ずつを覆う 2 つのセントラルアームと、 $1.1 < |\eta| < 2.4$  で全方位角を覆う 2 つのミュオンアームから成る。中心磁石は、z 軸方向の磁場を作り出し、2 層のパッドチェンバー (PC) とドリフトチェンバー (DC) とタイムエクスパンションチェンバー (TEC) によって荷電粒子の軌跡と運動量が再構成される。広い横運動領域での粒子識別を、ハドロンに対しては飛行時間測定用ホドスコープ (TOF) が、電子に対してはリングイメージングチェレンコフ検出器 (RICH) が、光子、電子に対しては電磁カロリメーター (EMCAL: PbSc と PbGl) が、それぞれ行う。また 2 つのビームビーム検出器 (BBC)  $3 < |\eta| < 3.9$  により、衝突時間と、衝突点の z 座標を決め、 $|\eta| < 2.5$  にある多重度、衝突点検出器 (MVD) と、ビーム軸方向で電荷 0 の粒子を測定するゼロ度カロリメーター (ZDC) により、中心衝突度などのイベント情報を決める。インパクトパラメーターの方向を示す反応平面は、BBC 及び MVD の方位角情報から決められる。

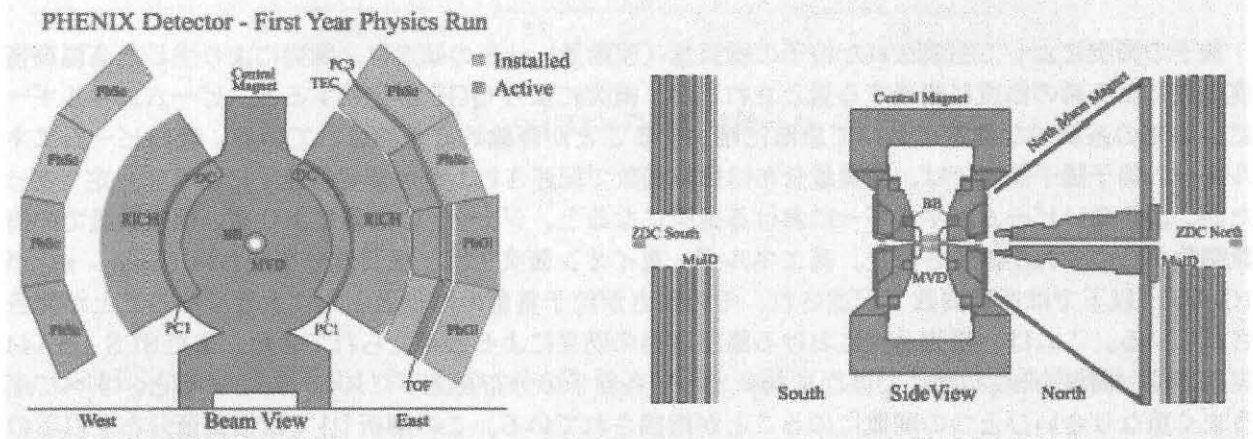


図 1: フェニックス実験 1 年目のセットアップ

図 2(左) には、運動量の逆数に電荷の正負をかけたものを縦軸に、TOF で測定された飛行時間と BBC によって決められた衝突時間の差を横軸にとり、ハドロンの粒子識別を示す。ホドスコープの全てのスラットをたし合わせて、飛行時間分解能は 115ps が現時点で実現された。図 2(右) には、荷電粒子と、TOF により識別されたパイ中間子と、EMCAL により識別されたパイ 0 中間子と、RICH と EMCAL により識別された電子の包括横運動量分布を示す。電子分布の低運動量領域は仮想光子やベクター中間子等により主に説明されるが、一方オープンチャームやボトムからの寄与が高運動量領域では重要になる。荷電粒子は DC と PC により測定され、荷電パイ中間子は TOF により識別され、電子は RICH にヒットがある事、かつ軌跡から求まる運動量と EMCAL 中でのエネルギー損失

の一致を要求して識別される。図より、荷電粒子とパイ中間子の横運動量分布が同程度に測定され、これら荷電粒子より2-3桁少ない電子の横運動量分布が測定された。

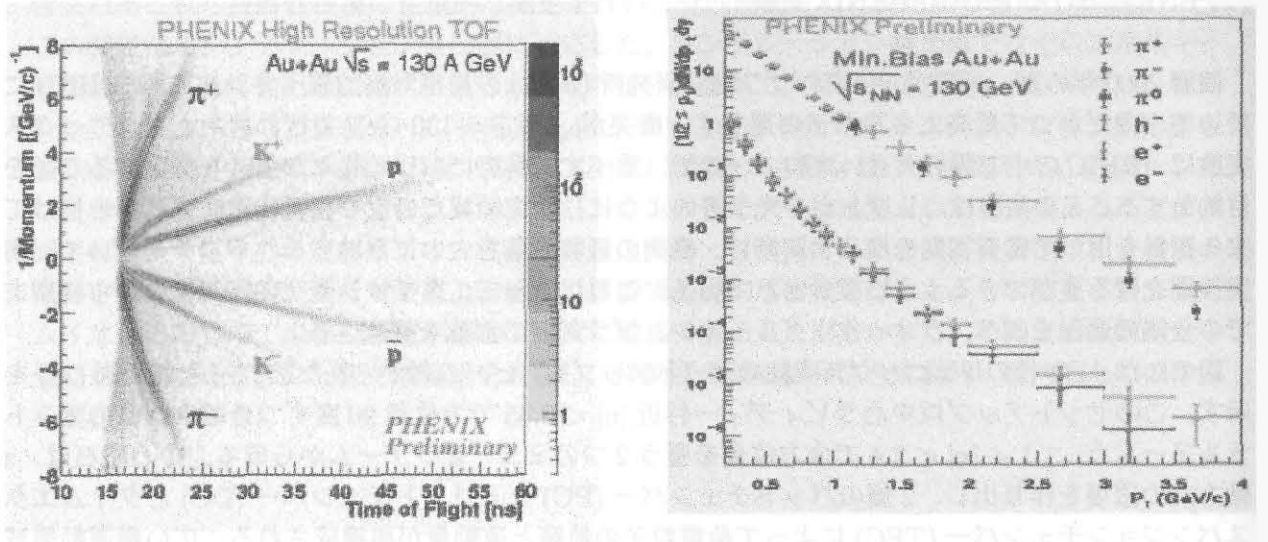


図 2: 飛行時間による粒子識別と荷電粒子、パイ中間子及び電子の横運動量分布

## (2) RHIC-PHENIX 実験におけるハドロン横質量分布の測定

核子の衝突によって生成された粒子の横質量（運動量）分布の傾きは、衝突により生じた高温高密度物質による系の温度に相当する量とされるが、衝突により QGP が生成すると、ビームエネルギーについての系統的な測定において急激に増加することが理論的に予測されている。低いビームエネルギーの陽子陽子衝突では、横質量分布は指数関数で記述され、その傾きは粒子によらず一定であったが、より高いビームエネルギーにおける衝突になると、ジェットの影響により高い横運動量での指数関数からのずれが確認された。高エネルギー重イオン衝突では、横質量分布において  $m_T - m_0$  が  $1 \text{ GeV}/c^2$  以下では指数関数で記述され、その傾きが粒子質量の増加とともに大きくなることが報告されている。これは、膨張過程における集団運動の効果によると考えられてきた。また SPS・NA44 実験では、横軸を  $m_T - m_0$  ではなく  $m_T$  として各粒子の分布を上下にスケールさせると、すべてがうまく重なり合いひとつの関数にのることが指摘されている。この解析 [1] では横質量分布を以下の式で記述する。

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto m_T^\alpha \exp[-m_T/T_{eff}] \quad \frac{1}{T_{eff}} = \frac{f}{T_{fo} + T_{geo}} + \frac{1-f}{T_{fo}}$$

ここで、 $\alpha$  は系の膨張におけるシナリオを表し、 $T_{eff}$  はフリーズアウト温度  $T_{fo}$  とジオメトリの情報を含む成分  $T_{geo}$  を用いて表される。この解析により  $\alpha$ 、 $T_{eff}$  が衝突系の増加に伴い増加することが確認された。しかし NA44 実験は各粒子について  $m_T - m_0$  が  $1 \text{ GeV}/c^2$  以下という限られたアクセプタンスでの測定のため、粒子間の重なる領域は小さく、はっきりとした結論は得られていない。

我々は 2000 年夏に開始された RHIC・PHENIX 実験に参加しており、我々筑波大グループにより開発、建設がなされた飛行時間測定器は現在、時間分解能  $115 \text{ ps}$  を達成している。この高時間分解能

飛行時間測定器を用いると、各粒子についてより高い運動量まで測定可能になり、よって粒子間の重なる領域も大きくなり、上記の問題について、より正確な議論をおこなうことができる。

図3はRHIC130GeVでの中心衝突における $m_T$ 横質量分布で、 $K$ と $\bar{p}$ が $\pi$ に重なるようにスケールしたものである。より低い横質量まで測定できるSTAR実験での中心衝突における分布と、PHENIX実験での $\pi_0$ の分布も同様にのせた。とくに低い $m_T$ での $\bar{p}$ についてずれが顕著に見られたが、大局的に見るとすべてがひとつの関数で表わされている様子が見られる。また、PHENIX実験におけるスケールされた横質量分布を上関数でフィットし、 $\alpha$ と $T_{eff}$ の中心衝突度依存性を調べると、 $T_{eff}$ は中心衝突度によらず一定であったが、 $\alpha$ が中心衝突度の増加に伴い減少することが確認された。これは関数の形が指数関数により近づいていることを示し、ジェット抑制効果によって高い $m_T$ の成分が減少した可能性がある。今後の解析が待たれる。

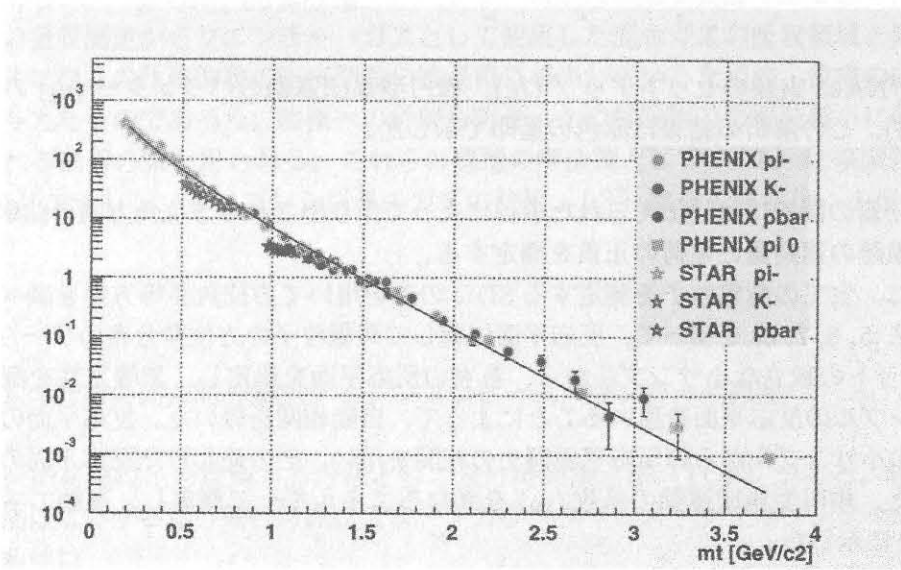


図 3: ハドロンの横運動量分布

(3) CERES/NA45 実験を用いた 40,80,160AGeV/c の鉛+金衝突における楕円型集団運動の測定

欧州共同原子核研究機構のSPS 加速器の最高エネルギーでの重イオン衝突において、クォーク、グルーオン、プラズマ(QGP)が生成されたと様々な実験グループによって発表された。SPS 加速器は、どの時点でQGP生成が始まるかを調べるために、近年様々なビームエネルギーの重イオンを加速してきた。楕円型集団運動パラメータは初期密度勾配に敏感であるため、ビームエネルギーを変えているうちに、QGP生成が起これば、このパラメータの不連続な変化が観測されるかも知れない。重イオン衝突での低質量電子対測定を、中心ラピディティ付近で行うために最適化されている。実験のセットアップは図4(左)に示した。

衝突点は固定標的のすぐ後に置かれた2枚のシリコン、ドリフト検出器(SDD)によって決定される。ガスの発光体を用いた2台のリングイメージングチェレンコフ検出器(RICH)は、電子識別のために使われる。パッドチェンバー(PC)は後にタイムプロジェクションチェンバー(TPC)に取って代られるが、他の全ての検出器と共に軌跡再構成に使われる。2重の超電導ソレノイド磁石および、新

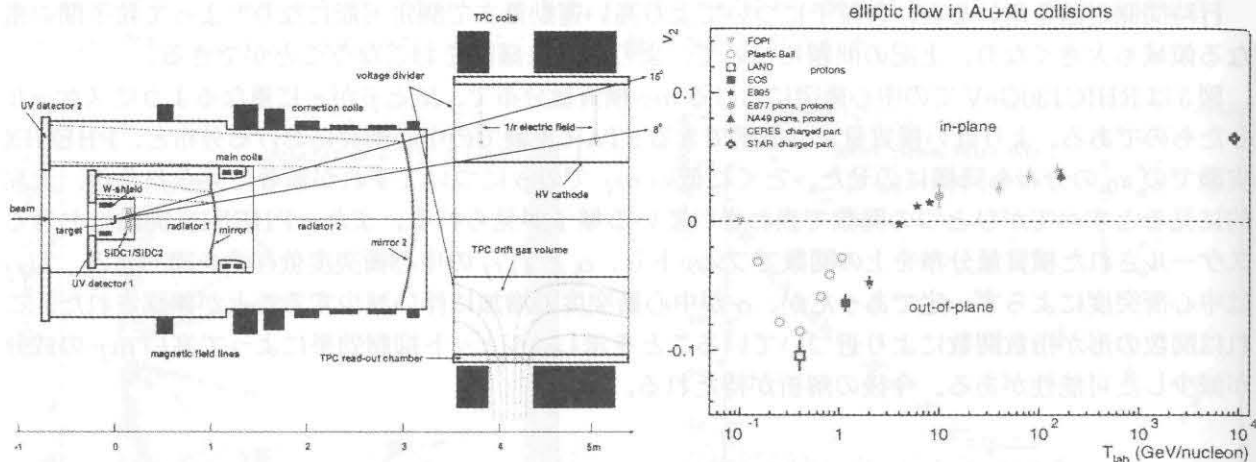


図 4: CERES/NA45 実験のセットアップ (左)、楕円型集団運動のパラメター ( $v_2$ ) のビームエネルギー依存性 (右)、この解析の結果は赤色の星印で示した。

たに RICH 検出器の後ろに付け加えられた磁石によって作り出される方位角方向の曲率を用いて、再構成した粒子軌跡の運動量と電荷の正負を測定する。

この解析では、全ての荷電粒子を測定する SDD のみを用いて方位角非等方性を調べた。以下に記されている方法 [5, 6, 7, 8] を使って、反応平面に対して荷電粒子の方位角分布のフーリエ解析を行った。SDD のヒットの独立な小サンプルから、各々の反応平面を決定し、非等方性を測定するときには、別の小サンプルの反応平面を用いることによって、自動相関を除いた。反応平面の分解能を見積もるために別の小サンプルからの反応平面同士の相関を用い、その使われた反応平面の分解能のための補正を行った。楕円型集団運動の係数 ( $v_2$ ) を異なるエネルギーで測定し、運動エネルギーの関数にして図 4(右) に示した。

#### (4) ペストフ・スパークカウンターの開発

高エネルギー重イオン衝突による QGP の生成とその性質の研究のために、複雑な原子核・原子核衝突反応を理解し、かつ QGP 生成の重要な証拠を得ることの出来るハドロン識別測定は必須である。ところが、実験技術的観点からは、ハドロンの識別測定は高エネルギー重イオン衝突の高粒子密度状態で実施することは困難が伴う。幅広いハドロンの粒子識別を行うことの出来、かつ信頼性の高い方法として高時間分解能飛行測定法がある。

高時間分解能飛行時間測定器として様々なタイプのものが知られているが、BNL・RHIC 実験や CERN・LHC における ALICE 実験など超高エネルギー重イオン衝突では発生する荷電粒子が多いために、検出器のチャンネル数を多数必要になること、また、検出器上で粒子密度が非常に高くなる。この条件を満たす測定器として、ペストフ・スパークカウンターと呼ばれる放電を利用した測定器がある [9]。古くから知られているが、余り成功例はなく、主要実験において運用され成功した例はいまだなく、幾つかの深刻な問題点が明らかになってきている。本研究は、これらの問題点の原因を解明し、解決策を探ることを目的としている。

ペストフ飛行時間測定器の問題点として知られる数 100ps の広がりをもつ 2 重構造の時間分布を理解するために独自にカスケード放電モデルを作成した [10]。電子なだれ発展過程においては統計的な

時間の揺らぎは高々10ps程度であり主因とは考えられない。しかしながら、初期電子数の統計的揺らぎの効果は重要であること、時間分布の第一成分の幅は主に初期電子発生位置の揺らぎによること、初期電子の発生位置の違いが、第2成分の強度に影響を与えること、また、初期電子数の増加に伴いカウンター分解能は向上するが、第2成分の強度も増加することがわかった。さらに、紫外光を入れることによって時間分布に典型的な2重構造が現れた。カスケード放電模型計算から、ギャップ長を拡げることは電子なだれの速度が有限であるために時間分解能の低下を招くが、一方で、ギャップ長を狭めると、吸収が行われない領域の割合が増えるために第2成分が増加することがわかった。このために、短ギャップで紫外光の効率の良い吸収が必要であることが認識された [10]。

次に、実際にペストフ・スパークカウンターを製作し、経年変化・経時変化に特に着目したテストを行った。期待された良好な時間分解能は得られたものの、時間分布の2重構造や検出効率の経時変化が観測された [11]。これは、電極陰極へのポリマーの形成が第1要因であると考えられる。ポリマーは紫外光の吸収測定からクエンチャーガスとして使用した混合ガスの吸収領域と陰極物質として使用したアルミニウムの仕事関数の丁度間隙の波長帯に相当しているために、放電の成長そのものに大きな影響を与えたものであろう。陰極への付着を防ぎ、かつ付着物の影響を最小に留めることが現時点で考えられる最善の策と思われる。これらの問題の解決策として、(1) 仕事関数の高い陰極物質の使用、(2) エチレン、イソプレン以外のガスの使用、(3) 陰極の高温化、を提案する [11]。

#### (5) 陽子ビームのための高時間分解能チェレンコフビームカウンターの開発

高エネルギーの荷電粒子を識別する方法として飛行時間測定法 (TOF) がある。粒子識別能力は飛行時間分解能に依存するが、飛行時間はスタートカウンターとストップカウンターから決定されるので、その分解能は

$$\sigma_{TOF} = \sqrt{\sigma_{START}^2 + \sigma_{STOP}^2} \quad (1)$$

で与えられる。したがって TOF の時間分解能をあげるためにはスタートカウンターとストップカウンターの両方の時間分解能の向上が必要である。本研究では陽子ビームを用いた高エネルギー原子核実験における高時間分解能ビームカウンターの開発を試みた。陽子ビーム用の光電子増倍管を用いたビームカウンターとして発光源としてチェレンコフ光とプラスチックシンチレーターからのシンチレーション光の利用が考えられる。光電子増倍管を用いた時間測定では統計性により光子数が多いほどよい時間分解能が得られるが、シンチレーション光に比べて、チェレンコフ光は約十分の1以下の光量が少ない。一方でチェレンコフ光の放出時間はシンチレーション光よりも遥かに早く、光子数は少なくとも高時間分解能を得ることが期待できる。そこで本研究ではチェレンコフ光を効率よく収集する光学系を設計することとした。

光学系を構築する上でチェレンコフ光が一定角で放射されることに着目し放物線を用いることを考えた。放物線は軸に平行に入射した光を一点 (焦点) に集光する性質があるので、焦点が原点にある放物線の軸をチェレンコフ光の放射角度だけ回転し、それをさらにビーム軸に対して360度回転すればすべての光を一点 (焦点) に集光することが可能となる [12]。集光率をさらに高めるため放射媒体の形状に上記の考えを適用し放射媒体内で集光する仕組みになっている。放射媒体にはアクリライトを用いた。

陽子ビームの代わりにパイ中間子ビーム用に設計し、高エネルギー加速器研究機構のテスト用パイ中間子ビームを用いて性能評価を行った。チェレンコフビームカウンターに加えて、時間分解能を測

定する2台のタイミングカウンターを用いて、各時間分布  $\sigma_{CHK}, \sigma_{STR1}, \sigma_{STR2}$  を測定した。これらの結果よりチェレンコフビームカウンター固有の時間分解能は  $\sigma_{CRK} < 20\text{ps}$  と見積もることができた。最小電離粒子による時間分解能としては最高級の結果である。

## 参考文献

- [1] T. Csörgő and B. Lörstad, Phys.Rev.C54(1996)1390
- [2] G.Agakichiev et al., CERES collaboration, Eur. Phys. J. **C4**, (1998) 431.
- [3] G.Agakichiev et al., CERES collaboration, Phys. Rev. Lett. **75**, (1995) 1727.
- [4] G.Agakichiev et al., CERES collaboration, Phys. Lett. **B422**, (1998) 405.
- [5] J.Barrette et al., E877 Collaboration, Phys. Rev.Lett. **73**, (1994) 2532.
- [6] J.Barrette et al., E877 Collaboration, Phys. Rev. **C55**, (1997) 1420.
- [7] J.Barrette et al., E877 Collaboration, Phys. Rev. **C56**, (1997) 3254.
- [8] A.Poskanzer and S.Voloshin, Phys. Rev. **C58**, (1998) 1671.
- [9] Yu.N.Pestov, Timing Below 100 ps with Spark Counters : Work Principle and Applications(1998), E.Badura, Status of the Pestov spark counter development for the ALICE experiment,NIM A379(1996)468.
- [10] 平成 11 年度物理学研究科鈴木美和子修士論文
- [11] 平成 12 年度理工学研究科箱崎大輔修士論文
- [12] 平成 11 年度物理学研究科吉川剛史修士論文