



解説

慣性静電閉じ込め核融合研究の現状

吉川 潔, 山本 靖, 増田 開, 督 寿之, 高松輝久, 堀田栄喜¹⁾, 山内邦仁¹⁾,
 大西正視²⁾, 大沢穂高²⁾, 代谷誠治³⁾, 三澤 毅³⁾, 高橋佳之³⁾, 多幾山 憲⁴⁾, 久保美和⁵⁾
 京都大学エネルギー理工学研究所, ¹⁾東京工業大学大学院総合理工学研究所,
²⁾関西大学工学部, ³⁾京都大学原子炉実験所, ⁴⁾広島大学大学院工学研究科
⁵⁾日揮株式会社産業プロジェクト統括本部原子力・環境プロジェクト事業部

(原稿受付: 2007年7月2日)

1950年代に提案された慣性静電閉じ込め核融合 (IECF) 概念は, 今日, ようやく, 人道的対地雷探知に応用できる段階にまで到達した. しかしながら, その原理, 構造が極めて単純にもかかわらず, 依然として解明すべき多くの課題が残っている. 本解説は, IECF 研究の現状について, 理論, 実験, 応用面から解説を行う.

Keywords:

inertial-electrostatic confinement fusion (IECF), compact fusion D-D neutron source, double well potential profile, laser induced fluorescence method, spherical IECF, cylindrical IECF, pulsed IECF, D-³He nuclear fusion, landmine detection, boron neutron capture therapy, positron emission tomography, monochromatic gamma-ray production

1. はじめに

(吉川 潔)

慣性静電閉じ込め (IEC: Inertial-Electrostatic Confinement) 核融合 (IECF: IEC Fusion) の概念は, 図1に示すような極めて小型で簡単な装置からなる. すなわち, 陽極を兼ねる直径数 10 cm 程度の真空容器 (接地電位) 内部に高負電位 (-50~-100 kV) を印加した高融点金属 (W, Mo, Ta 等) からなる中空状陰極を配置し, 重水素ガスを導入すると電極間でグロー放電が生じ多量のイオン, 電子が生成される. 生じたイオンは中空電極により加速され, ほとんどのイオンは陰極を通り抜け中心部に収束し, ヘッドオン衝突により核融合反応が生起される. 特に, D-D チューブのように加速された重水素イオンを重水素が充填されたチタンターゲットに打ち込む場合と比較して, 同じ核融合反応断面積を得るためには, IECF においては理想的な場合, 1/4 のエネルギーでよいという大きな長所がある.

しかし, 極めて簡単な装置である程度の核融合生成中性子や陽子などが得られる反面, グロー放電によるイオン生成方法を採用する限り, 電圧-ガス圧の制約から, 現状のほとんどの IECF 装置では, イオンと残留ガスとの衝突による核融合反応が優勢であり, これは, 中性子生成率を大幅に増加させる観点から大きな障壁となっている. この解決に向けて, 外部イオン源によるイオン生成・打ち込みなどが精力的に研究されている.

さて, IECF の概念は1950年代にさかのぼれ, 二人の研究者に辿りつく. 一人は, 8年間の教育しか受けなかったの

に, その後独学で猛勉強し, 除隊後 Kharkov Institute of Physics & Technology において核融合研究を主導し, "Father of Soviet Fusion Research" と呼ばれた Olg Aleksandrovich Lavrentyev (写真1), および, あと一人は, 15歳でTV の概念を提唱し, "Father of US TV" と呼ばれた Philo Taylor Fransworth (写真2) である. その後, International Telephone & Telegraph (ITT) において Fransworth と一緒に研究したイリノイ大学出身で, 後に米国核融合研究プ

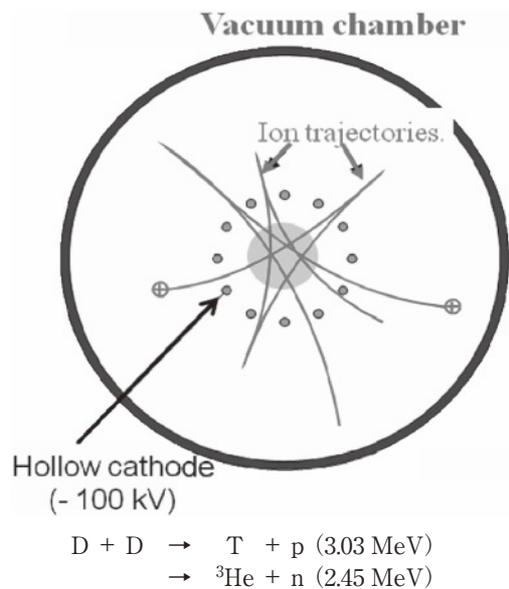


図1 IECF の動作原理.

Current Status of Inertial-Electrostatic Confinement Fusion Study

YOSHIKAWA Kiyoshi, YAMAMOTO Yasushi, MASUDA Kai, TOKU Hisayuki, TAKAMATSU Teruhisa, HOTTA Eiki, YAMAUCHI Kunihito, OHNISHI Masami, OSAWA Hodaka, SHIROYA Seiji, MISAWA Tsuyoshi, TAKAHASHI Yoshiyuki, TAKIYAMA Ken and KUBO Yoshikazu

corresponding author's e-mail: k-yoshikawa@iae.kyoto-u.ac.jp



写真1 Olg A. Lavrentyev



写真2 Philo T. Fransworth



写真3 Robert L. Hirsch

プログラムの責任者を務めた Robert L. Hirsch (写真3) が 1967年に、初めてこの概念による DT 核融合実験で 10^9 n/s という大きな核融合中性子の発生に成功した[1]。以来米国で IECF 研究が盛んに行われるようになった経緯は、大西により10年前に書かれた優れた IECF についての解説を参照されたい[2]。そこに、今後の研究課題として以下の項目が書かれている。すなわち、

- (1) 静電ポテンシャルの直接計測、
- (2) 中性子発生率のイオン電流依存性解明、
- (3) 最適電極形状、動作条件の探索、
 - ・理論的な課題として、
- (4) 電位分布の歪み、中性ガスの存在による静電ポテンシャル分布への影響、
- (5) 不安定性励起と IEC 動作への影響、
- (6) 静電ポテンシャル振動、
 - ・装置等に関する課題として、
- (7) 陰極高熱流束除去、
- (8) 低エミッタンス外部イオン源の開発、
- (9) 直接エネルギー変換の検討、

などである。本稿は、それからちょうど10年経過した時点での IECF 研究の現状について、上記“研究課題”のいくつかに“応用”も含めて解説する。

2. 慣性静電閉じ込め核融合の理論的研究

2.1 静電ポテンシャルと核融合反応率 (大西正視)

慣性静電閉じ込め核融合は重水素あるいは三重水素イオンを球形中心に収束させ核融合を生起させるものであり[1]、球中心付近にイオンによるポテンシャルの山が生ずる[3-7]。一方カソードに衝突したイオンが二次電子を放出し、イオンによる中心部の電荷を中和する。イオンと電子のエネルギーおよび角運動量の相違によりこの中和は一様に起こらないと考えられ球中心付近では静電ポテンシャルが構造を持つと考えられる。この静電ポテンシャル構造はイオンのエネルギーに依存するので、球中心付近で起こるイオン同士の核融合反応率に影響を与えると思われる。本節では理論解析によりポテンシャル構造と核融合反応率

の解析結果を示し、粒子シミュレーションを用いて、静電ポテンシャルの動的挙動と核融合反応率のイオン電流依存性について述べる。

2.1.1 静電ポテンシャル構造の解析モデル

衝突が少ない系ではイオン・電子のブラソフ方程式の解は運動の常数の関数で与えられ、球対称性を持つ系において全エネルギー；

$$\epsilon_s = \frac{1}{2} m_s v_s^2 + q_s \phi(r) \quad (1)$$

および、角運動量の2乗；

$$\ell_s^2 = (m_s v_s \times r)^2 \quad (2)$$

が保存量である。ここで、 m_s , q_s および v_s はイオン・電子 ($s = i$ および e) の質量、電荷および速度である。ここで、イオンは陽極近傍で発生し、陰極に加速され、電子は二次電子と仮定する。簡単のためイオンは単一エネルギーを有し電子は衝突頻度が高いとし、次の分布関数を仮定する。イオンについては

$$f_i = c_1 \delta(\epsilon_i - \epsilon_{i0}) H(\ell_{i0}^2 - \ell_i^2) \quad (3)$$

電子については

$$f_e = c_2 \exp\left(-\frac{\epsilon_e}{kT_e}\right) \exp\left(-\frac{\ell_e^2}{\ell_{e0}^2}\right) \quad (4)$$

と書く。ここで、 ϵ_{i0} , ℓ_{i0} および ℓ_{e0} は陰極での値で、 c_1 , c_2 は定数である。 δ および H はデルタ関数およびヘビサイドの階段関数である。

半径 r における粒子密度は

$$n_s = \pi \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon_s \int_0^{\infty} d\ell_s^2 \frac{f_s(\epsilon_s, \ell_s^2)}{m_s^3 r^2 v_r(\epsilon_s, \ell_s^2)} \quad (5)$$

で求められる。ここで

$$v_r(\epsilon_s, \ell_s^2) = \sqrt{\frac{2}{m_s} (\epsilon_s - q_s \phi) - \frac{\ell_s^2}{m_s^2 r^2}} \quad (6)$$

である。積分を実行することによりイオン・電子の密度が位置 r および静電ポテンシャル $\phi(r)$ の関数として求められる。

プラズマ密度が球中心付近では比較的高いのでポアソン方程式を解くことは困難であるので、ここでプラズマ近似を用いて、すなわち $n_i(r, \phi) = n_e(r, \phi)$ とおいて $\phi(r)$ を求めることにする。静電ポテンシャルの空間分布の計算結果を図2に示す。ここで、 r_{e0}/r_{i0} は電子・イオンの球中心からの最近接半径の比で $r_{i0} = r_0/10$ (r_0 : 陰極半径)とした。また、 $kT_e = 10$ keV, $\epsilon_0 = 35$ keVとした。

何れの場合も中心部が凹む二重井戸構造を示し、電子の最近接半径が小さいほど井戸の深さは深くなる。図2と同じ条件におけるイオン密度分布を図3に示す。電子の最近接距離が短いほど中心部での密度が高くなり、中性子生成率の増加が期待される。

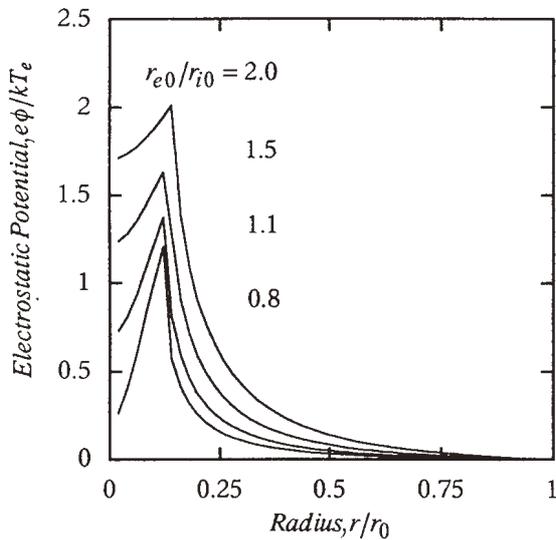


図2 陰極内静電ポテンシャル分布。 $kT_e = 10$ keV, $\epsilon_0 = 35$ keV

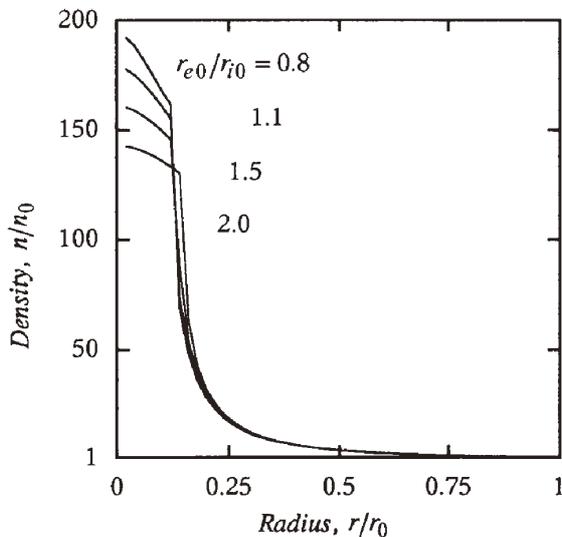


図3 イオンの最近接距離と電子の最近接距離の比に対する電子密度分布。

一方、重水素プラズマに対して中性子生成率は次式で与えられる。

$$\dot{N} = \frac{1}{2} \int d^3r n_i(r)^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,n}(r) \quad (7)$$

ここで、 $\langle \sigma v \rangle_{DD,n}(r)$ はD-D反応で中性子を生成する平均核融合反応率である。

図4にイオンの最近接距離に対する電子の最近接距離の中性子生成率依存性を示す。密度は増加するが、核融合反応を起こす領域が減少するので、密度の増加から期待されるほど中性子の増大は起こらない。これは最近接距離が小さくなるほど反応を起こす領域も減少するためと考えられる。

2.1.2 静電ポテンシャルの時間挙動

前節で議論した二重井戸の安定性およびイオン電流と井戸構造ならびに中性子反応率を調べるためにPIC粒子シミュレーションを行った結果について述べる。

(1) 計算モデル

球座標における荷電粒子の運動方程式は次式で与えられる。

$$m_s \frac{d^2 r_s}{dt^2} = q_s E + \frac{\ell_s^2}{m_s r_s^3} \quad (8)$$

E は電場で次式のポアソン方程式を満たす。

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 E) = \frac{\rho_i - \rho_e}{\epsilon_0} \quad (9)$$

ρ_i および ρ_e はイオン・電子の電荷密度を示す。イオンは次の速度分布関数を有すると仮定する。

$$f_i(v_{||}, v_{\perp}) = \text{const} \times \exp\left(-\frac{m_i(v_{||} - v_0)^2}{2T_{i||}} - \frac{m_i v_{\perp}^2}{2T_{i\perp}}\right) \quad (10)$$

ここで、 v_0 , $T_{i||}$ および $T_{i\perp}$ は平均イオン速度、径方向イオン温度および方位角方向イオン温度(エネルギー広がり)を示す。 $T_{i||}$ が小さいとき、式(10)は式(3)に近い分布を与える。また、陰極の内側に放出される電子は2次電子であり、

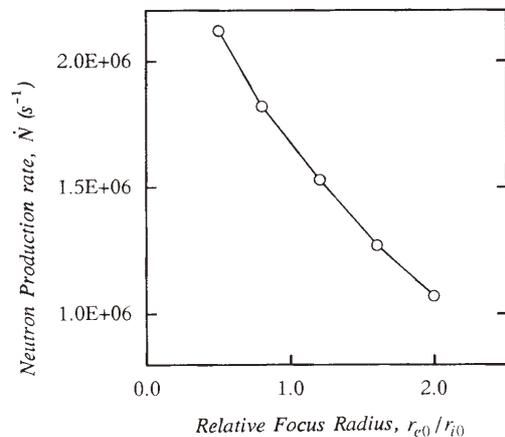


図4 イオン最近接距離に対する電子最近接距離の中性子生成率依存性。

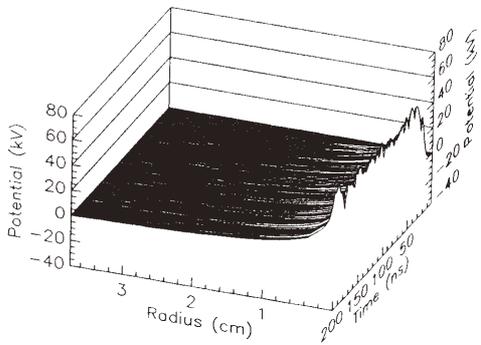
初速度0とする。

図5に陰極でのイオン電流に対する陰極内部の静電ポテンシャル分布の時間変化を示す。ここで、 $T_{i||} = 5 \text{ keV}$ および $T_{i\perp} = 200 \text{ eV}$ 、また、イオン平均エネルギー 35 keV とした。

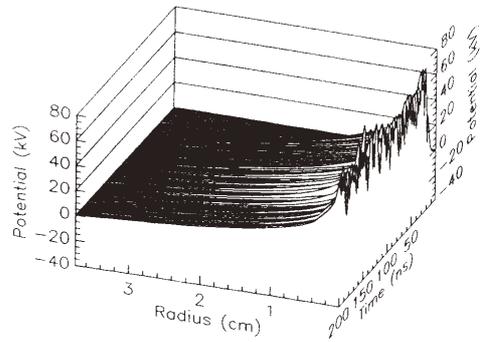
$I_0 = 100 \text{ mA}$ で中心部に静電ポテンシャルのピーク（一重井戸）が見られる。イオン電流の増加とともにその内側にへこみが見られ、電流の増加とともに深くなる。（二重井戸の形成）この二重井戸は不安定であり定常的な二重井戸は形成されない。

図6にイオン電流に対する中性子生成率を示す。400 mA 以下では中性子生成率は電流に比例するが、電流が増大すると電流の2.5乗に比例するスケーリングが得られる。これは二重井戸に進入したイオンは静電ポテンシャルからエネルギーをもらい高いエネルギーを持つためと考えられ

(a) $I_0 = 100 \text{ mA}$



(b) $I_0 = 300 \text{ mA}$



(c) $I_0 = 600 \text{ mA}$

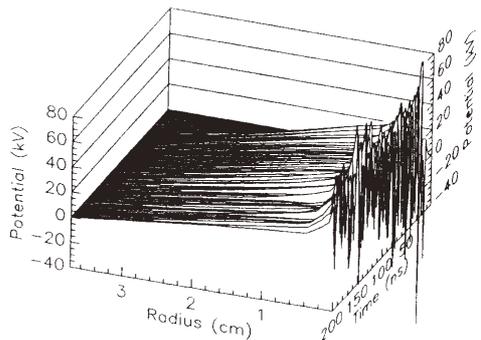


図5 静電ポテンシャル分布の時間変化のイオン電流依存性。

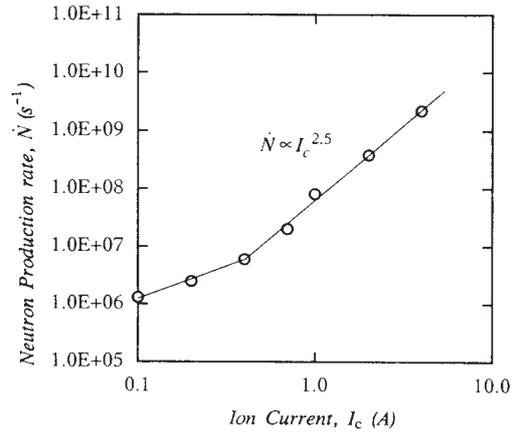


図6 中性子生成率のイオン電流依存性。

る。なお、本シミュレーションは計算時間の短縮のためイオンと電子の質量比を100とした。この仮定によりポテンシャル井戸の変動の時定数は実際より緩やかになると考えられるが二重井戸構造の生成自体には影響はないと考える。一連のシミュレーションによりイオンビームの収束およびエネルギー分散の小ささが、二重井戸の生成および中性子生成率の高い電流依存性に重要であることが示された。

2.2 イオンビームシミュレーション (大澤穂高)

2.2.1 三次元有限差分粒子シミュレーション

IECF 装置では、図7のような中空状陰極を用いている。この陰極はおおよそ直径6 cm~12 cm、厚さ0.3 mm、幅5 mmのリング複数枚（写真の場合は6枚）を対称に組み合わせて使用する。陰極付近に、球対称に近いポテンシャルを形成し、かつイオンの入射方向に対して最小の面積とすることで、透過率を高めている。また、この陰極に電圧を印加し、固定保持するためにフィードスルーが接続される。

この複雑な形状の陰極とフィードスルーによって形成される電界は、おおよそ球対称であるが、内部構造を考慮して等電位面を計算すると図8のように、陰極リング付近とフィードスルー周辺では歪みが生じ、三次元計算の必要性がわかる。

このような立体構造による電界歪みの影響を考慮した空間における放電の数値解析を以下の方法を用いて行う。まず、約600万個の1 mmの立方差分メッシュを用いて計算空間を設定する。この際に模擬された陰極形状は図7右のよ

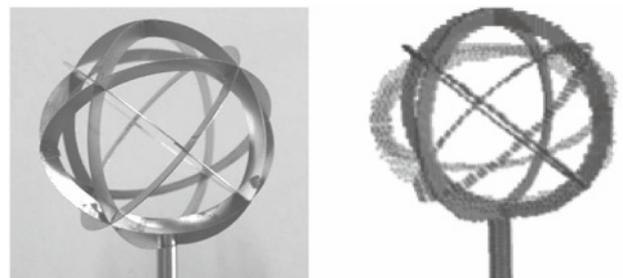


図7 中空状陰極の写真と解析モデル。

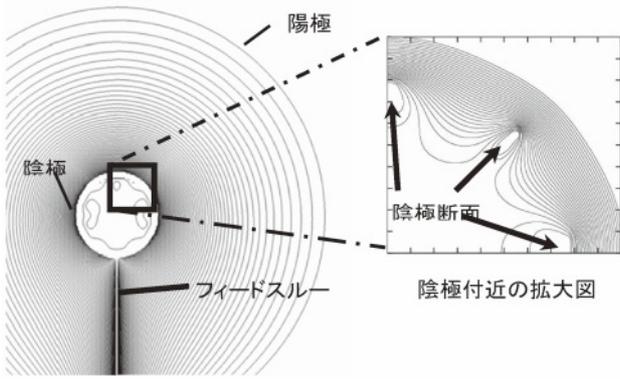


図8 IECF装置内の立体構造を考慮した等電位面。

うになる。この空間において三次元の有限差分法によって電界を求め、次に、その電場内で種粒子を設定し、これが増加していく過程を追う粒子シミュレーションを行う。

計算では、重水素イオン (D^+ , D_2^+ , D_3^+)、高速中性粒子 (D^0 , D_2^0) と電子を追跡対象の粒子とする。装置内部に均一に各イオンそれぞれ1000個と3000個の電子を配置させ、3次元のルンゲクッタ法を用いて空間内部における粒子の運動計算を行う。その運動の際に実際の寸法の構造物に衝突すればその粒子を消去し、2次電子が生じる場合は新たに発生させる。また、20種類近くの原子過程や荷電交換反応、弾性衝突を反応断面積のデータを用いてモンテカルロ法で計算する。また、粒子追跡計算は実際のイオン・電子質量比で行い、時間ステップは最小 10^{-12} sec で行う。さらに、計算上の工夫として高速中性粒子がエネルギーを失い低速化した場合はその中性粒子の追跡を終了することとしている。

2.2.2 シミュレーション結果

この装置においては、図9左にみられるような、スターモードといわれる独特の放電が特定の条件下 (1.5 Pa, 20 kV) で生じる。水平方向の陰極の隙間から光のスポークが陽極に向かって伸びるようにできる。これと同条件でおこなったシミュレーションが同図右である。電子が中性ガスに衝突し、電離を起こした場所を三次元空間上の白い点で表している。実験での写真同様に陰極の隙間から陽極にかけて特定の場所に集中していることがわかる。

また、陽極表面のさまざまな箇所 (黒三角) にイオン源を設置した場合の入射イオンビーム軌道 (黒線) を図10に示す。この軌道計算から、水平面から ± 5 度程度の位置にイオン源を設置すれば、長時間、イオンビームを周回運動でき、さらに、これらのイオン源を複数設置することで

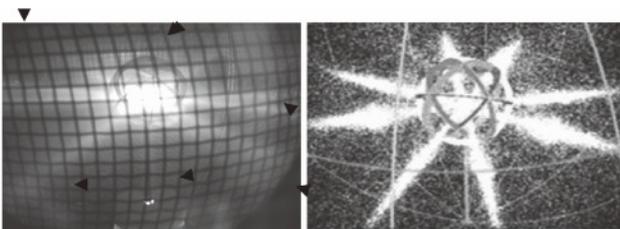


図9 スターモード放電条件での実験と解析との比較。

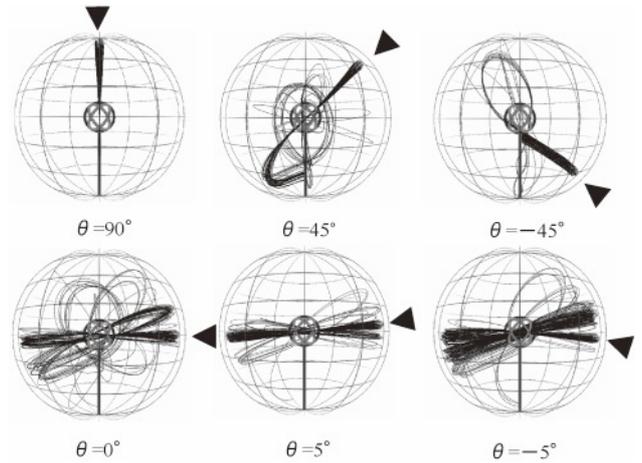


図10 イオン源から入射させたイオンビーム軌道。

ビーム同士を効果的に衝突させることも可能であることがわかる。

三次元立体構造を考慮に入れた粒子シミュレーションを用いると、他にも陰極の形状の最適化なども行え、IEC装置の中性子発生効率の向上につなげることが可能である。

2.3 電離ガスのシミュレーション (山本 靖)

2.3.1 原子分子過程を含む粒子シミュレーション

放電型 IECF 装置の動作ガス圧力は、 ~ 1 Pa と比較的高く、イオン・電子とガスとの原子分子過程による粒子の生成・消滅・エネルギー授受が粒子数、エネルギー分布に大きな影響を与える。当グループでは、原子分子過程の記述にカリフォルニア大学の Birdsall らにより開発されたモンテカルロ的衝突過程の記述法を用いた空間一次元速度二次元の粒子シミュレーションコードを開発している [8]。

本コードでは、重水素放電を再現するために、電子、イオン (D^+ , D_2^+ , D_3^+)、中性粒子 (D - D_2) を解析対象とし、表1に示す電離、荷電交換、解離、再電離の17種類+各粒子種による弾性散乱の合計23種類の原子分子過程を考慮するとともに、電源回路の内部インピーダンスを考慮することで定電流モードと定電圧モードを選択できる。

2.3.2 計算結果

京都大学で行われている球形 IECF 装置での放電ガス圧力-放電電圧特性について、シミュレーションと実験結果との比較を図11に示す。計算・実験結果は、その値、傾向共に良く一致しており、放電電圧は放電電流値の影響をあまり受けず、ガス圧のみに依存していることがわかる。また、ガス圧が低くなると電圧は急激に上昇しており、この特徴はパッシェン曲線の低ガス圧領域に相当する。

放電が持続される仕組みを調べるために、各ガス圧力におけるイオンを供給する原子分子過程の数をシミュレーションにより求めた結果を図12に示す。電子によるガスの電離反応の寄与割合が低く、電子・中性粒子による反応はガス圧が高くなるにつれて増加し、イオンの寄与はガス圧が低い場合に多くなることが示されている。さらに詳しく、イオン供給に関連する原子過程の空間分布を調べた結果の一例を図13に示す。電界強度の強い陰極-陽極間では

表1 シミュレーションで考慮した原子分子過程.

	Reactions
1	$D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{low})}^+$
2	$D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{low})}^+ + D_{2(\text{high})}^+ + e$
3	$D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{low})}^+ + D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})}^0 + e$
4	$D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{low})}^+$
5	$D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{low})}^+ + e$
6	$D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{back})}$
7	$D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{3(\text{low})}^+ + D_{2(\text{high})}^0$
8	$D_{3(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})}$
9	$D_{3(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})}$
10	$D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} + e$
11	$D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{low})}^+ + e$
12	$D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^0 + 2D_{2(\text{low})}^+ + 2e$
13	$D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{low})}^+ + D_{2(\text{back})}^0 + e$
14	$D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} + e$
15	$D_{2(\text{high})}^0 + D_{2(\text{back})} \rightarrow 2D_{2(\text{high})}^+ + D_{2(\text{back})} + 2e$
16	$e + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{low})}^+ + 2e$
17	$e + D_{2(\text{back})} \rightarrow D_{2(\text{low})}^+ + D_{2(\text{back})}^0 + e$

※添え字の (high), (low) は, 高エネルギー粒子, 低エネルギー粒子を, (back) は残留ガス粒子を示す.

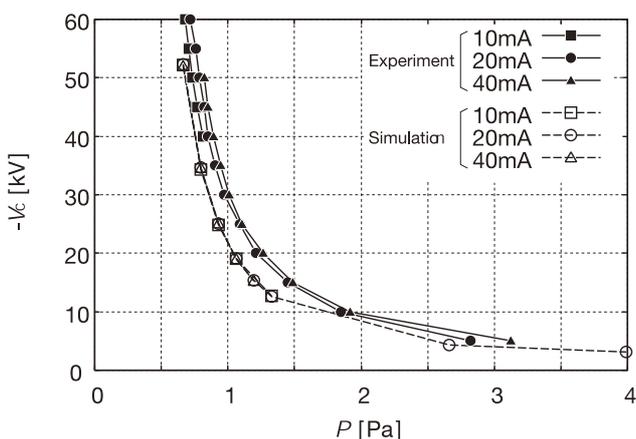


図11 放電ガス圧カ放電電圧特性の比較.

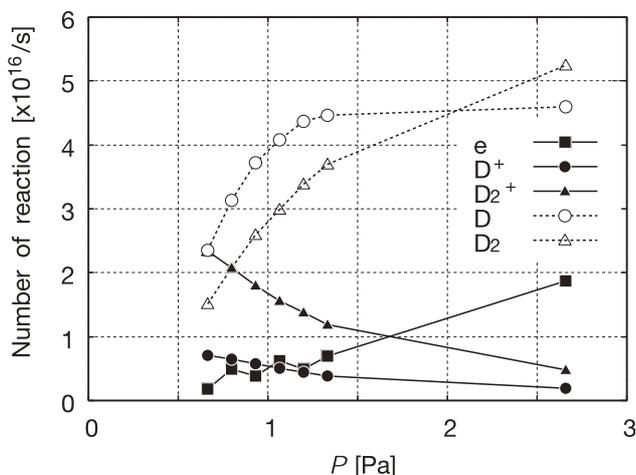


図12 イオンを生成する原子過程の圧力依存.

電子は電離に適切なエネルギー以上に急激に加速されるため, 電子による電離は陰極内部および陽極付近で頻りに起こっており, 中性粒子の再電離は陰極位置で最大となるこ

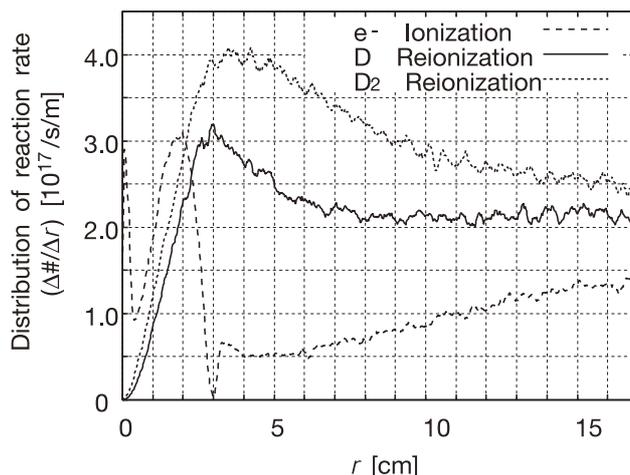


図13 原子過程の空間分布 ($P = 2.7 \text{ Pa}$, $I = 20 \text{ mA}$).

とがわかる. また, 陽極近傍では電位がほぼ平坦であり, これはグロー放電の陽光柱に相当すると考えられる. この部分で生成されたイオンが中心方向に加速されるが, ガス圧力 2.7 Pa , エネルギー 4 keV における荷電交換の平均自由行程は 2.8 cm と電極間距離に比較して短いため, イオン・中性粒子のエネルギーは数 cm 程度の局所的電界に比例することになる. このため, 低エネルギーにおける中性粒子の再電離反応はエネルギーに比例するため, エネルギーが大きくなる陰極近傍における再電離反応が多くなっている.

2.3.3 まとめ

原子分子過程を含む粒子シミュレーションにより, IECF 装置内部における放電過程の模擬し, 実験結果を説明することが可能となった. さらに実験的には測定が困難であるイオン・電子の供給過程や各種反応の空間分布を解明することが可能である.

3. IECF 実験の現状

3.1 球状 IECF 装置 (D-D & D- ^3He)

(増田 開, 高松輝久)

IECF 装置は, 図1および図14のように, 球形の陽極(真空容器)内に同心球状に幾何学的透過率の高いメッシュ状の球殻陰極を設置したものであり, 陰極への電圧導入端子による影響を除いてほぼ球対称な電位分布が形成される. 外部イオン源あるいは陰極-陽極間のグロー放電によって生じたイオンは, 静電界により陰極に向けて加速される. これらのイオンの多くは陰極を通り抜けて中心へ向かい, 一部のイオンが核融合反応を起こす. 核融合反応に寄与せずに陰極を通り抜けて真空容器へ向かうイオンは, 図15の模式図のように, 静電界により減速され, 再び陰極内へ再加速される.

球形の IECF の他に, 円筒形状の装置も考案され, 次節で解説されているような実験が行われている. 現在主流のグロー放電型 IECF 装置における核融合反応のほとんどはビーム・残留ガス衝突反応であり, 球状収束によるイオン密度増加が重要な要素となっていないため, 円筒形 IECF においても球形 IECF と同等の核融合反応率が得られてい

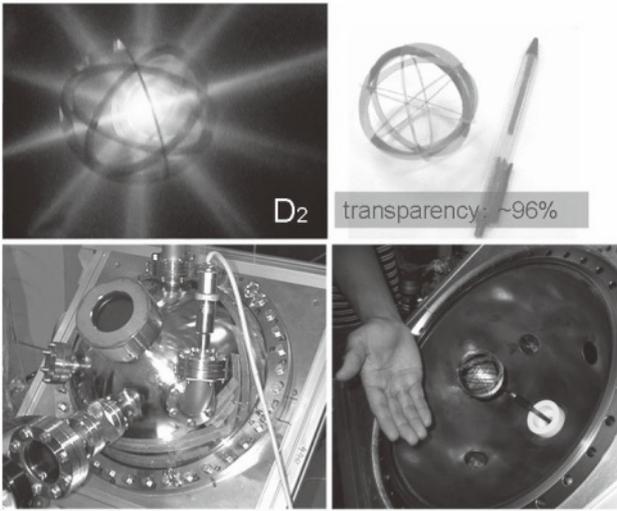


図14 球形 IECF 装置と放電の様子(京都大学, 陽極直径 34 cm).

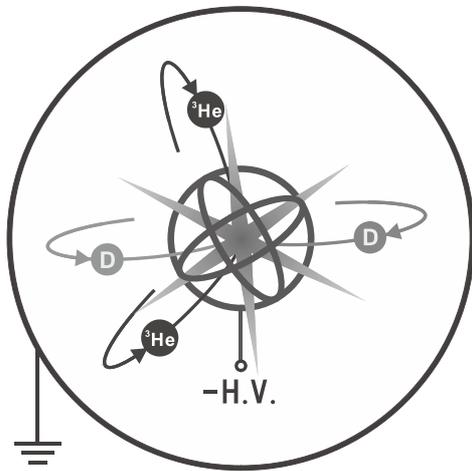


図15 球形 IECF の断面模式図と動作原理.

る。円筒形 IECF には軸方向収束型 (3.2節参照) と径方向収束型 (3.3節参照) の 2 種類があり, 前者は陰極衝突によるイオンロスが無い点で, 後者は軸方向に長い装置により長軸線状中性子発生が可能である点でそれぞれ優れている。

これまでに達成された D-D 核融合反応率を表 2 (2007年 5月時点) に示す。

現在, 実験研究のほとんどは, グロー放電方式におけるビーム・残留ガス衝突のスキームからの脱却, 核融合反応率の飛躍的向上の期待されるビーム・ビーム衝突の実現を目指している。

ビーム・残留ガス衝突反応率はイオン電流とガス圧力とに, また, ビーム・ビーム反応率はイオン電流の二乗に比例すると単純化して考えれば, (イオン電流)/(ガス圧力)の比をいかに高くするかが鍵となる。イオン源を陽極(真空壁)付近に設置してイオン供給することで(ガス圧力)を下げる実験研究が京都大学(KU) [9], 東京工業大学(TIT) [10, 11], ウィスコンシン(マディソン)大学(UW) [12]などで, また, 大電流パルス動作により(イオン電流)を飛躍的に増大させる取り組みが関西大学[13], TIT[11],

表 2 IECF 装置で達成された D-D 核融合反応率(2007年 5月現在)。

	D-D 核融合反応率 [sec ⁻¹]
京都大学	1 × 10 ⁷ (定常, 62 kV-30 mA, 34 cmφ)
	1 × 10 ⁷ (定常, 80 kV-80 mA, 20 cmφ)
	5 × 10 ⁵ (定常, 円筒形)
東京工業大学	7 × 10 ⁹ (パルス, 70 kV-10 A, 円筒形)
関西大学	3 × 10 ⁶ (定常, 60 kV-50 mA)
	9 × 10 ⁷ (パルス, 35 kV-4.5 A)
日立製作所	8 × 10 ⁷ (定常)
ウィスコンシン大学	2 × 10 ⁸ (定常, 180 kV-60 mA)
	2 × 10 ⁹ (パルス, 105 kV-3.4 A)
イリノイ大学	2 × 10 ⁶ (定常)
	7 × 10 ⁸ (パルス)
ロスアラモス国立研究所	1 × 10 ⁶ (定常)

UW[14]などで行われている。これまでのところ残念ながら, いずれも明らかなビーム・ビーム衝突核融合反応の観測には至っておらず, 今後の進展が待たれる。

UW, TIT, KU においては, D-³He 反応の実験も行われている。D-³He 反応は, 14.7 MeV の高エネルギー陽子が生成可能なことから, 後述する先端技術への応用の可能性で注目されている。

IECF 装置による D-³He 反応は1999年に初めて UW で観測された[15]。UW の装置では, IECF 装置としては最高の 180 kV 高電圧印加を可能とすることで, D-D 反応率を超える D-³He 反応率 (>10⁸ sec⁻¹) が得られており, 発生した 14.7 MeV 陽子を用いた陽電子放出核種 (¹³N) 生成の観測にも成功している[16]。

KU においては昨年, 発生する陽子をコリメートして観測することで, D-³He 核融合反応密度の空間分布の同定に成功し, 興味深い結果を得ている。すなわち, ビーム・残留ガス衝突反応が支配的であるとされている D-D 反応とは異なり, D-³He 反応の生起場所は, 数十 kV の条件下においては, 負電位にある陰極グリッドならびに電圧導入端子の金属表面に集中していることが明らかになった[17, 18]。これまでに得られているその他の実験事実から, 陰極金属に吸蔵されているのは³He の方で, これに D イオンが衝突しているものと考えられているが, 詳細はまだ明らかにはなっていない。

同時に, これまではビーム・残留ガス衝突が支配的であるとされてきた D-D 反応においても, ビーム・吸蔵原子衝突反応の寄与が数割程度存在する可能性が指摘されている[19-21]。D-³He の場合と異なり, D-D の場合には陽極側でのビーム・吸蔵原子衝突反応を示す実験結果が得られている。

すなわち, 京都大学の円筒形装置の陽極にチタンを蒸着して水素吸蔵を増すことで, 中性子発生率が 4 倍に向上したとの実験結果が示された, 一方, 陰極にチタンを蒸着した場合には中性子発生率の顕著な向上は見られていない[19, 20]。陽極へのチタン蒸着による発生率向上は, KU の場合ほどには顕著ではないものの, UW においても追試され確かめられている[21]。また, 後述の水冷式陽極を備

えた球形 IECF 装置において、陽極冷却による中性子発生率の向上が再現性良く観測されている [22, 23]。

これらの実験事実は、D イオンが残留ガス分子との荷電交換反応により中性化されることで陽極に到達し、これと陽極に吸蔵されている重水素原子・分子とが衝突反応していることを強く示唆している。これらを解明するため、前述の反応密度分布同定法の D-D 反応計測への適用が期待されているが、より低いエネルギー (3.03 MeV) の D-D 反応陽子に適用する際の S/N 比の確保が今後の課題となっている。

IECF 装置の初めての応用、すなわち、中性子源としての地雷探査応用の研究開発 (4 章参照) が、科学技術振興機構のマネジメントのもとで、国内のほとんど全ての IECF 研究機関を含む研究グループで進められている。

IECF 中性子源は、元来、地雷探査应用到に適した多くの長足を備えている。すなわち、構造が単純でロバストであり、長寿命でメンテナンスフリー、運転も極めて容易で訓練された運転員を必要としない。さらに、 ^{252}Cf 中性子線源などと違って地雷探査作業中以外には中性子線を発生せず、また、放射性物質である三重水素を用いずとも大量の中性子の定常発生が可能である。これらの特性に加えて、IECF 中性子源を屋外用地雷探査システムに組み込むためには、以下のような理由から IECF 装置を小型化することが不可欠であった。

第一に、核融合反応の断面積にはイオンの持つエネルギー (相対速度) への強い依存性があるため、中性子発生分布はイオンエネルギーの最大となる中心のメッシュ状陰極付近で最も高く、かつ等方的に発生する。したがって、中性子発生点を被照射物に近づける (立体角を大きくする) ためには、IECF 核融合中性子源は小型であることが望ましい。第二に、全体の重量を抑えるためには、中性子源・センサ複合ヘッド領域で最も大きな重量を占める中性子遮蔽体を可能な限り軽量化することが重要で、そのため、中性子源の直径を小さくする必要がある。

この目的で、従来装置 (図14) よりも一回り小さい直径 20 cm の超小型 IECF 核融合中性子源 (図16, 図17) を設計・製作した。このような超小型装置での安定な長時間大電力放電を可能とするために、直径 20 cm の陽極 (真空容器) の周りに水冷ジャケットを配した構造とすることで、当初目標としていた 10^7 sec^{-1} の定常中性子発生率における極めて安定な長時間運転が達成された [22, 23]。冷却能力には未だ余裕があり、さらにコンディショニングを進めることで、より高い発生率が期待できる。

この冷却水構造は、陽極冷却と中性子遮蔽材の機能と同時に、等方的に発生する中性子線を下方 (地雷原土壌) に向けて集束する役割を担っている。つまり、図17のように下方の冷却水層の厚みを薄くすることで、上方や横方向の厚い冷却水層によって反射された中性子線が下方に集束する。 ^{252}Cf 中性子線源を真空容器中心に置いた実験では、この冷却水構造によって下方の中性子線密度が約 2 倍に増大するとの結果が得られており、D-D 核融合反応による 2.45 MeV 単色中性子線においても同程度の集束効果がモンテカルロシミュレーションにより示されている [22, 23]。



図16 地雷探査用超小型水冷 IECF チャンバー (内径: 20 cm ϕ , 外径: 30 cm ϕ)。

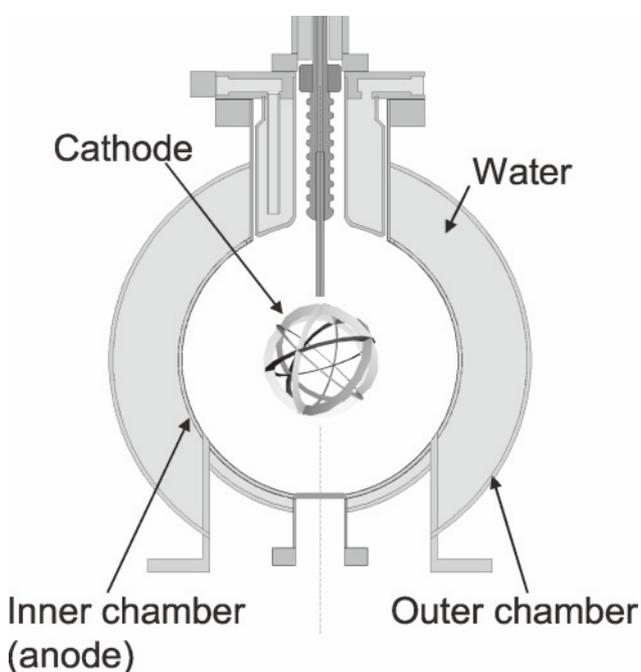


図17 地雷探査用超小型水冷 IECF の断面図 (内径: 20 cm ϕ , 外径: 30 cm ϕ)。

3.2 円筒形 IECF 装置 (山本 靖)

放電型 IECF 装置における核融合反応のほとんどがビーム・残留ガス衝突反応であるため、球状収束によるイオン密度の増加が不可欠な要素とはなっていない。円筒形 IECF 装置は、より簡便な形状、陰極の冷却性の向上などを目的としてイリノイ大学で提案されたものである。京都大学では、平成 8 年度より実験を始めており、主に動作ガス圧力の低減による荷電交換反応の減少と平均イオンエネルギーの増大による中性子発生効率の改善について、実験的に検証することを目的としている [24]。

3.2.1 実験装置

図18に実験装置の概略を示す。電極は、40 mm のスリー

ブをつけたコップ状の陽極、直径 50 mm、長さ 100 mm の円筒陰極を用いた。放電圧力低減のため、2.54 GHz のマイクロ波を用いた ECR プラズマ源を一方の陽極後方に設置した。また、他方の陽極背面から中性粒子を取り出し、その再電離イオンのエネルギー分布測定から装置内におけるイオンエネルギーの推移を評価した。

3.2.2 実験結果および考察

グロー放電では、放電維持が可能な最低ガス圧力は 1 Pa であったが、ECR プラズマ源を用いることにより、0.05 Pa 程度の領域まで IECF 装置の動作を維持できるようになった。図19に中性子生成率の電流依存関係を示す。ガス圧の低減でターゲットとなる粒子密度は 4 割程度に減少するが、イオンのエネルギーが増加し、中性子生成率はグロー放電の場合より約 2 割増加している。さらにガス圧を低減させた場合、放電電流が低下したが、中性子生成効率として中性子生成率を放電電流で割った値を導入すると、0.3 Pa で極大値を持ち、0.1 Pa で極少値を持つ結果を得ている。再電離イオンエネルギー分布測定では、3 種のピークが存在し、これらは、 $D^+(E)$ 、 $D^+(E/2)$ 、そして低エネルギー成分によるものと考えられる。再電離セルにおける電離および解離プロセスから陽極における中性粒子 D_2 のエ

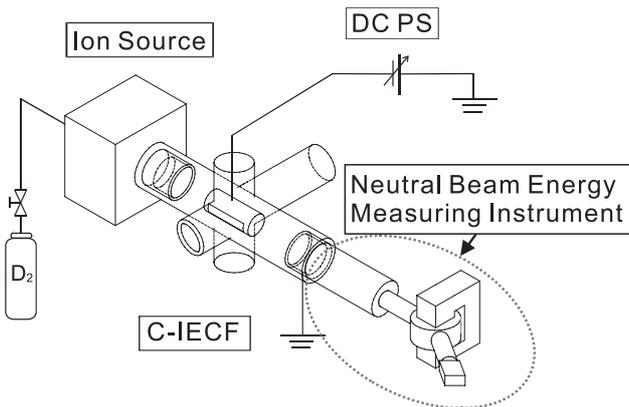


図18 実験装置概略図。

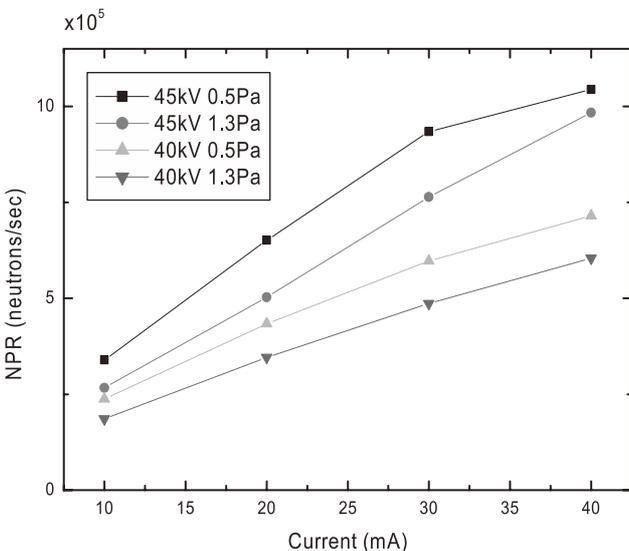


図19 ガス圧による中性子生成率の比較。

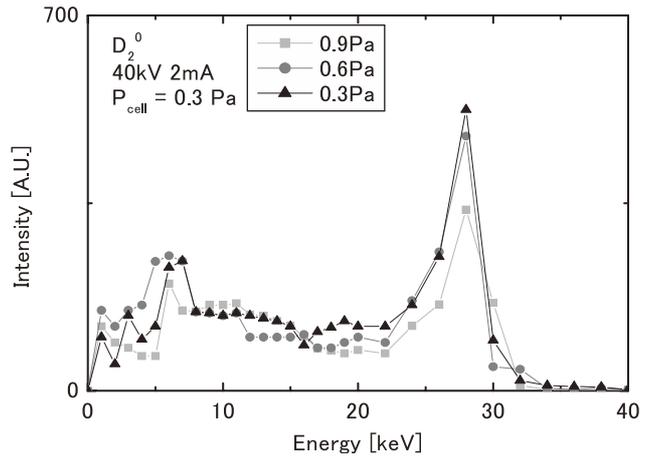


図20 中性粒子 D_2 のエネルギー分布。

ネルギー分布の変化を逆算した結果を図20に示す。動作ガス圧の低減に伴い、ピーク値の粒子数が増加していることがわかる。どの動作ガス圧条件でも低エネルギー側と、印加電圧に近い 30 keV 付近にピークを持つ分布を持つことがわかった。低エネルギー成分のピークの核反応への寄与は非常に少なく、核融合反応の多くは印加電圧の 3/4 付近まで加速された粒子によって引き起こされていると考えられる。

3.2.3 まとめ

円筒形 IECF 装置は、核融合反応率としては球形装置と遜色のない値を得ている。ECR プラズマ源の付加により、1 Pa 以下の領域においても安定な動作を実現し、中性子発生効率が改善することを明らかとした。また、中性粒子のエネルギー分布測定から動作ガス圧の低減によって真空容器内の粒子エネルギーの増加を確認した。

3.3 パルス動作 IECF 装置 (堀田栄喜, 山内邦仁)

IECF 装置は運転の自由度が高く、直流動作はもちろんパルス動作も可能である。一般に、電源システム構築の容易性から直流動作が用いられることが多いが、パルス動作には直流動作では得られない利点がある。第1に、中性子線を使った非破壊検査など、パルス中性子出力を必要とする応用分野は少なくない。すなわち、パルス状に中性子を照射し、その応答を適切な時間窓を設定して計測することで高 S/N 比を得る方法である。特に、従来の核分裂中性子源は原理的に中性子生成をパルス化することは不可能で、高速のシャッターを用いて擬似的にパルス中性子を得ることはできるが、制御性が悪く、大半の中性子が無駄になってしまうといった問題がある。第2に、大電流化によって放電電流の 2 乗に比例したビーム・ビーム反応による中性子生成が期待できる。残念ながら現状の IECF 装置では、本来の IECF の概念に反して放電電流の 1 乗に比例したビーム・残留ガス反応が支配的となっており、パルス大電流化による効率上のメリットは得られていない。しかし、現在多くの研究機関でビーム・ビーム反応を目指した研究が精力的に行われており、今後の実現の可能性の点においても低電流の直流動作より大電流のパルス動作の方が有利

である。

東京工業大学では、**図21**および**図22**に示す径方向収束型の円筒形 IECF 装置と**図23**の高電圧パルス電源システムを組み合わせたパルス動作 IECF の研究を行っている。径方向収束型円筒形 IECF 装置の特長としては、従来の球形装置に比べて非常に簡単な電極構造ですむほか、イオンが高電圧フィードスルーの影響を受けずにすむため、イオンの静電閉じ込めの点で非常に効率が良いことが挙げられる。球形では、理想的には球対称かつビームの3次元の収束が期待されるが、実際には陰極への高電圧導入用のフィードスルーが必要なため、電界の対称性が大きく破綻し、多くのイオンがフィードスルーに衝突していることがシミュレーション結果からも明らかになっている。なお、東京工業大学の円筒形 IECF 装置では、さらにカスプ磁界と陽極バイアスの組み合わせによるイオン源が設置されている点も大きな特長である。

一方、電源システムでは、高電圧パルス発生用の高電圧半導体スイッチ SSW1 のほかに、SSW1 と排他制御され、SSW 1 がオフになった後のアフターグローを高速に減衰させるためのもう1つの高電圧半導体スイッチ SSW 2 が設けられている点が大きな特長である。

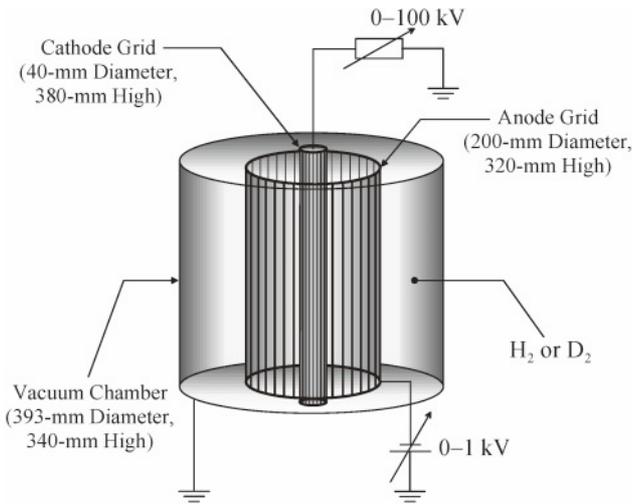


図21 径方向収束型円筒形 IECF 装置の概略。

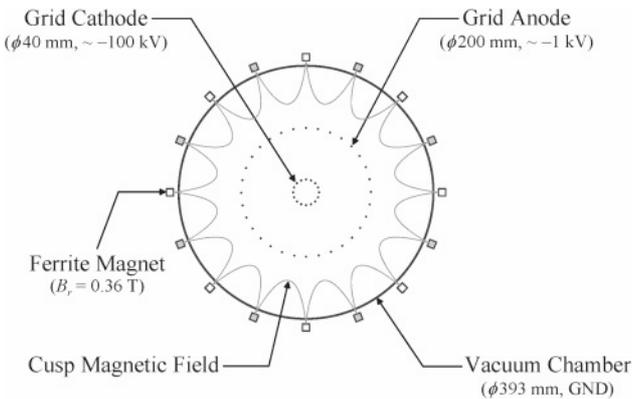


図22 径方向収束型円筒形 IECF 装置の断面図。

IECF 装置のパルス動作における典型的な電圧、電流波形を**図24**に示す。SSW2 の付加によりアフターグローが急速に減衰しており、パルス中性子に対する応答を高 S/N 比で計測する検査システムに適した方式であることがわかる。なお、電圧パルスの立ち上がり立ち下がり時に流れている尖頭電流は、スイッチから放電部までの約 3 m の同

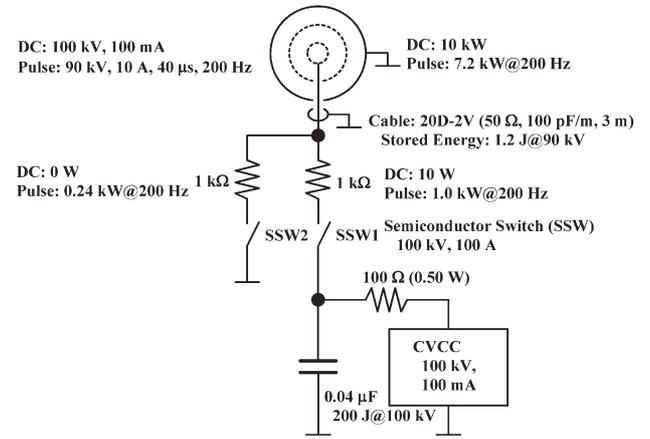


図23 高電圧パルス電源システムの回路。

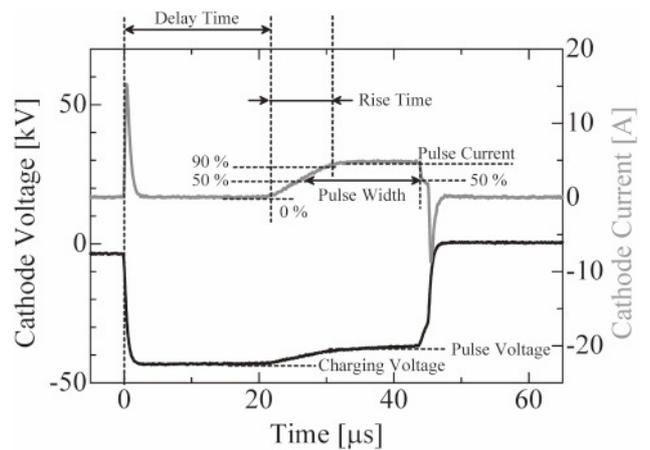


図24 パルス電圧・電流波形 (充電電圧=43.0 kV, 圧力 8.08 mTorr)。

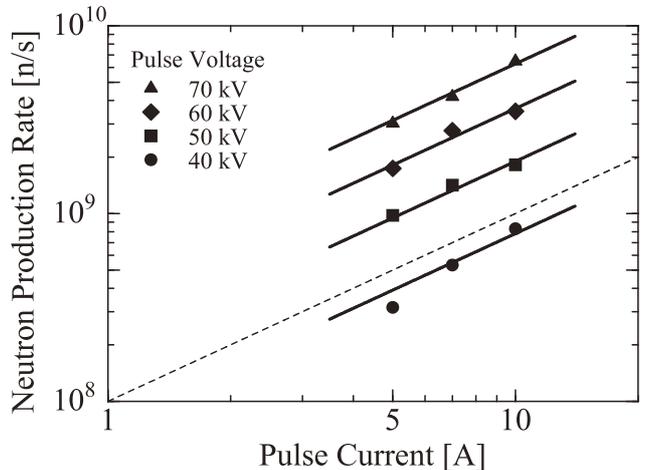


図25 中性子生成率とパルス電流の関係。

軸ケーブル(静電容量~0.3 nF)の充放電電流である。図25にパルス動作時の中性子生成率を示す。残念ながら、この動作領域においてもこれまでの実験則と同様、放電電流の1乗に比例したビーム・残留ガス反応が支配的となっている。なお、このときの最大のD-D中性子生成率はパルス電圧70 kV, パルス電流10 Aにおいて 6.8×10^9 n/sであり、IECF装置を用いた現時点での世界最高出力が得られている[11]。

3.4 非蒸発型ゲッタポンプを用いたIECF装置の圧力制御 (堀田栄喜, 山内邦仁)

これまで、実験室では真空排気系としてターボ分子ポンプ(TMP)とロータリポンプ(RP)を組み合わせて使用し、ボンベからコントロールバルブを介して重水素等のガスを導入しIECF真空容器内の圧力を調節するのが一般的であった。しかし、地雷探知などへの応用を含め屋外でIECF装置を使用する場合、振動や衝撃はもちろん粉塵などの使用環境の問題により、TMPやRPを常用することは困難である。そこで、小型で可動部分のない非蒸発型ゲッタ(NEG)ポンプを用いた圧力制御が試験的に行われている。

NEGポンプは、ゲッタ作用によって活性金属(チタン合金)のバルク(ブレード)に気体分子が吸着する性質を利用して排気する真空ポンプである。ここではさらに、ゲッタ材を加熱・昇温することによって水素等の吸着分子が脱着される性質を利用し、ゲッタ温度をヒーターで調節しながら圧力を制御する。そのため、TMPおよびRPのような気体輸送式ポンプを用いる場合と異なり、圧力制御の際にボンベやコントロールバルブといったガス導入系が不要となるなど、装置の簡素化においても有効である。ただし、ゲッタポンプはその特性上、 H_2 , N_2 , O_2 , H_2O , CO , CO_2 等の化学的に活性な分子しか吸着しないため、定期的に補助ポンプを用いてHe, Ne, Ar, CH_4 , C_2H_6 等の不活性気体を排気する必要がある。

しかしながら、実際にこの方法で圧力制御を行ってみると、圧力の応答速度がヒーターによるゲッタ温度の応答速度に依存するため、なかなか簡単ではない。図26および図27にNEGヒーターステップ電圧に対する圧力応答特性を示す。図26は0 Vから6.42 Vへのステップヒーター電圧を与えた場合、また図27は6.42 Vから0 Vへのステップヒーター電圧を与えた場合の圧力変動グラフであり、0 Vは0.000 Paに、6.42 VはIECF装置の運転に必要な0.766 Paの圧力最終値に相当する。これらのグラフからわかるように応答速度は非常に遅く、特に図26のゼロスタートからの昇温時は収束までに2時間程度を要する。また、昇温時と降温時で応答速度に顕著な差があることが大きな特徴で、PID制御を行う際に発振しやすく、非常に制御しづらい特性であると言える。

そこで、弱い微分動作をPI制御に加えることで安定化を図ったところ、非常に良好な安定した制御動作を得ることに成功した。一旦圧力が指令値に収束すると、その後の制御動作の安定性は非常に高く、圧力指令値を変えた場合の追従性も良好である。また、この制御パラメータを用いて

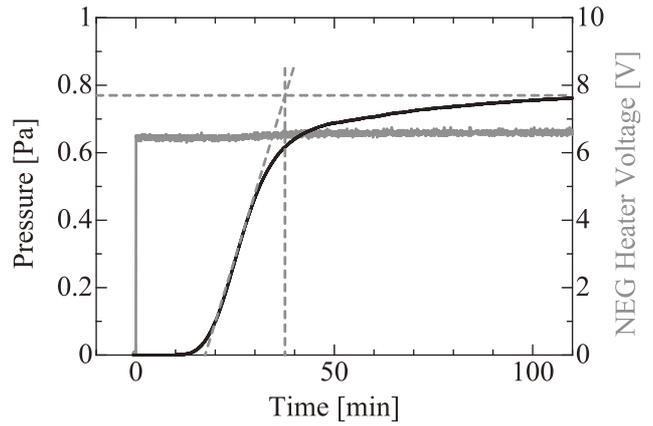


図26 NEGヒーターステップ電圧に対する圧力応答特性(昇温時)。

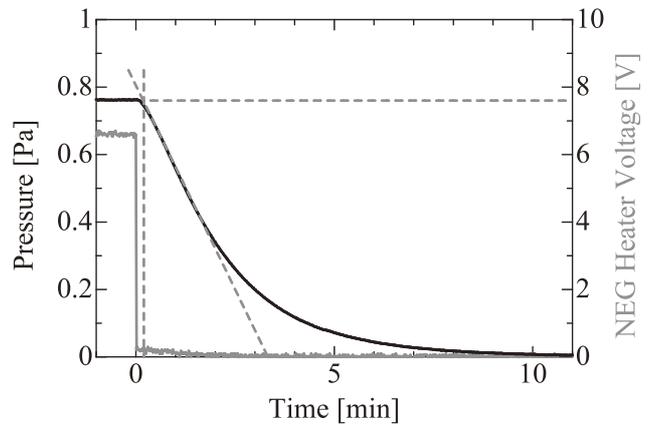


図27 NEGヒーターステップ電圧に対する圧力応答特性(降温時)。

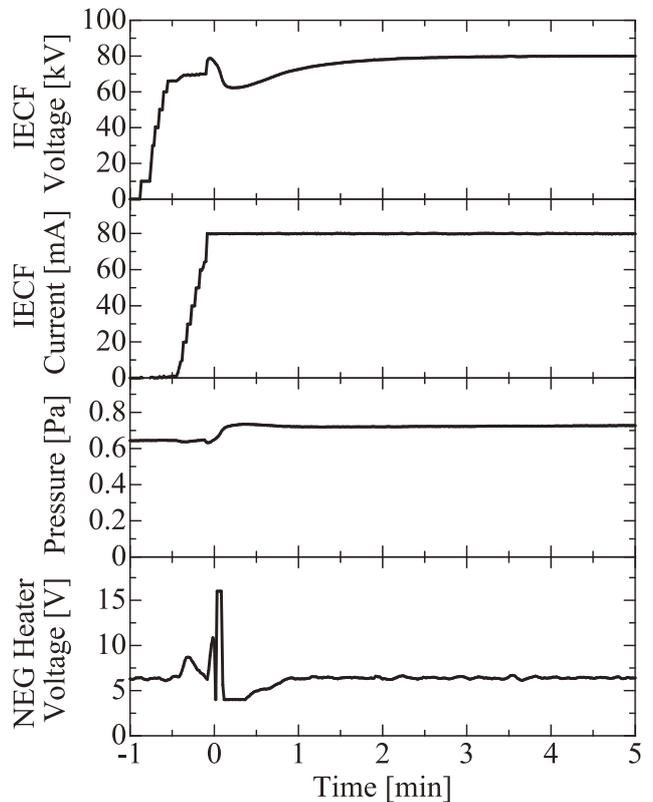


図28 PI制御による放電電圧フィードバック動作試験(-80.0 kV, 80.0 mA)。

ゼロスタートからの圧力制御を行ったところ、ステップ応答では収束までに2時間近くかかっていたのに対し、6~7分でIECF装置の運転に必要な圧力へと収束可能になった。

さらに、得られた制御パラメータを用いて、放電電圧フィードバックによるPI制御を行った結果を図28に示す。放電電圧フィードバックにおいても良好な制御性を示し、安定した放電を得ることに成功した。なお、実際の地雷探知応用などでは、例えば「計測10分+移動10分」といった運転サイクルとなるため、ゼロスタートからの昇温応答の悪さを考慮すると、NEGヒーターは移動時も常にオンであることが必須となる。

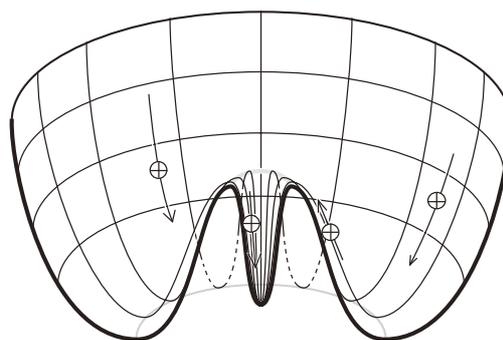


図29 IEC二重井戸電位分布.

3.5 レーザー誘起蛍光法による電位分布計測

(吉川 潔, 増田 開, 多幾山 憲)

IECFの核融合反応率は、イオンビームならびに電子により自己無撞着に構築される陰極内部(中心部)付近の電位分布形状に大きく依存することが理論的に示されている。そのため、これまでの実験研究の主たる目的は、実際にどのような空間電位分布が存在するかを実証することであった。初めてD-T核融合で 10^9 n/sを1967年に実証したHirsch[1]は、相関の強い中性子とBremsstrahlungの発生点強度分布を遮蔽を施したコリメータを用いて計測し、電位分布形状を推定した。また、Swanson[25]は電子ビームを中心部に打ち込み、その屈折の程度から、空間的な電位分布形状を推定した。さらに、近年イリノイ大学ではD-D核融合で発生する陽子(3.03 MeV)をコリメータで計測し、その空間分布形状と電流との相関から二重井戸(図29)の存在を議論している[26]。これらの実験結果は、いずれも中空陰極内中心部付近に電位の二重井戸が存在することを強く示唆している。しかし、いずれも間接的な計測方法のため、より精度の高い、直接的な計測法が望まれた。そこで、我々は近年大きく進展したシュタルク効果を利用したレーザー誘起蛍光法(LIF; Laser-induced Fluorescence)をIECFに適用し、局所電界計測を行った。すなわち、HeIの 2^1S (20.6 eV)をシュタルク効果と電気四極子遷移により n^1D ($n=3, 4$)へ禁制励起し、誘起される蛍光の偏光度から、局所的な電界強度を求める方法である[27, 28]。計測においては、できるだけ空間電荷効果の大きい条件を採用するため、核融合反応が活発なStar mode(高電圧, 小電流)ではなくCenter spot mode(低電圧, 大電流)を採用した(パービアンス $K = I(\text{mA}) / V(\text{kV})^{3/2} = 1.95$)。

図30に、光学的に計測したプラズマコアの光強度分布、 2^1S のLIF強度分布、およびLIF($n=3$)により求めた電界強度から構成した電位分布を上から示す。分光の空間的解像度にも依存するが、明らかに二重井戸分布の存在が見られる。また、このような電位分布の場合、陰極からたたき出された二次電子は内部でHe原子を 2^1S (20.6 eV)にまで励起するに十分なエネルギーを得ることが可能であると考えられるのでこれらの結果は矛盾しない。また、この結果は、30年近く続いた二重井戸存在に対する論争に終止符を打つことにもなった[29]。

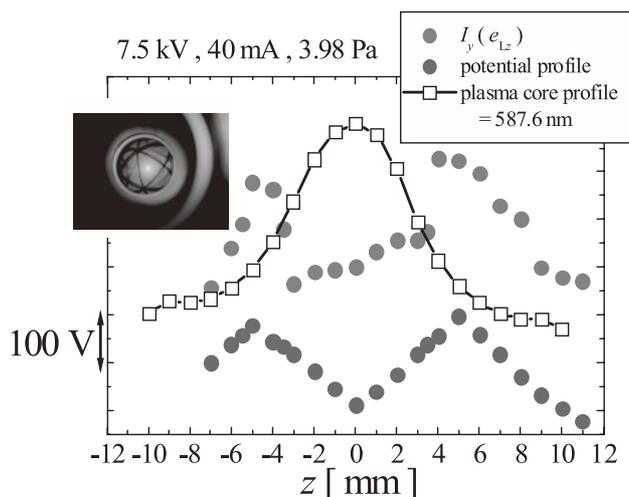


図30 プラズマコア光強度分布、 2^1S のレーザー誘起蛍光強度分布、および、レーザー誘起蛍光法による電界計測結果からの電位分布 ($K = I(\text{mA}) / V(\text{kV})^{3/2} = 1.95$)。

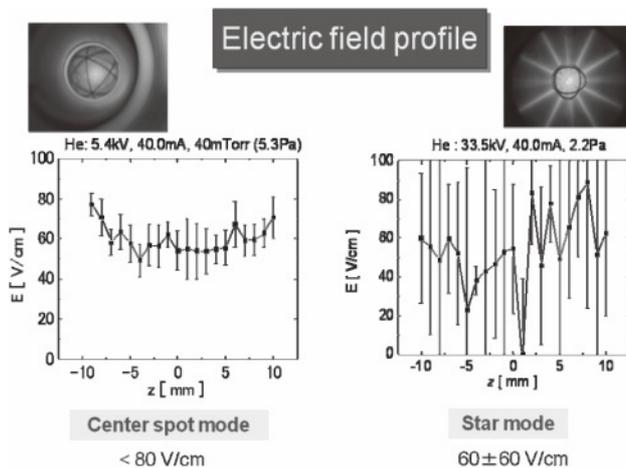


図31 センタースポットモード(高パービアンス)とスターモード(低パービアンス)における電界強度分布と誤差。

さらに、核融合に最適のStar modeについて計測精度を上げて($n=4: E < 100$ V/cm)電界計測を試みたが、図31に示すように、Center spot modeと比較してパービアンスが小さいため大きな空間電位分布が形成されず、そのため、高エネルギー電子数が少なく、結果的に 2^1S がLIFに適用できるほど十分に存在しないと考えられる。現在、外部で高効率($> \sim 10^{-4}$)に大量の 2^1S を作り、それを超音速で

計測場所に打ち込み、LIFを適用する研究を終了したので、今後 Star mode の内部電位分布の研究を行う予定である。

4. IECF 装置の応用

4.1 地雷探知用センサー

(三澤 毅, 高橋佳之, 久保美和, 代谷誠治)

IECF は小型の中性子源であり、²⁵²Cf や D-T パルスチューブのように放射性物質を使用していないため、屋外での利用を含めて中性子源としての幅広い利用の可能性が考えられる。その1つとして対人地雷探査に用いることが研究されている [30, 31]。

最近の対人地雷は起爆部分の微小な金属を除いてケース等はプラスチックであるため、従来の金属探知器による探査は極めて困難である。この地雷を探査する方法として、中性子を地雷が埋設された土壤に照射し、地雷中の爆薬と土壤等との応答の相違を利用する方法がある。爆薬中に含まれる水素は他の元素と比べて中性子を散乱する確率が高いので、地雷 (爆薬) が地中に存在すると散乱によって地表に戻ってくる中性子の数が増える。中性子は水素や窒素と核反応 (中性子捕獲反応) を起こし、元素に依存した特定のエネルギーを持つガンマ線が放出される。特に爆薬中に多く含まれる窒素は中性子捕獲反応で 10.83 MeV のガンマ線を放出するが、このガンマ線は他の元素によって放出されるものと比べてエネルギーが高いため、周囲のバックグラウンドに対して比較的高い S/N 比で検出することができ、これを計測することで地雷を探査することができる。

このような検出原理以外にも、中性子の非弾性散乱反応で放出されるガンマ線を検出する方法等が世界各国で研究されている。中性子を用いたこれらの手法は、地雷探査を含めて空港などでの手荷物や封筒中の爆薬や薬物などの検査において特に有望視されている。

我々の研究開発グループでは小型・軽量で、かつ安価ながら中性子捕獲反応により水素や窒素から放出されるガンマ線を高効率で検出でき、しかもガンマ線入射方向が特定できるシンチレータ複合検出器 (図32) を開発した。この複合検出器は底面に穴の空いた円筒状の NaI(Tl) シンチレータの中に密度が高く高エネルギーガンマ線を高効率で検出可能な BGO シンチレータを挿入した構造になっている。これら 2 種類の検出器からの信号を非同時計測法と呼ばれるデータ処理を行うことにより、周囲からのノイズを低減させて NaI 底面の穴の方向から入射されたガンマ線のみを選択的に測定することができ、さらに同時計数法と呼ばれる手法によってガンマ線をより効率良く測定することが可能となった。

IECF 中性子源とこの検出器を組み合わせる地雷探知のための検証実験を行った。実験では TNT 爆薬または RDX 爆薬を容器に入れたものを土壤中に埋設し、地雷探査のために中性子放出方向を鉛直方向から少し傾けて新たに設計した IECF と検出器、さらにガンマ線と中性子の遮へい体を図33のように配置し、中性子 ($1 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$) を連続モードで発生させて土壤に照射し、放出されるガンマ線を計測した。

RDX 100 g で測定を行ったときのガンマ線エネルギースペクトルの変化を図34に示す。RDXの有無により窒素による捕獲ガンマ線 (10.83 MeV) 付近に明確な相違が見られており、本測定手法により RDX の有無を判定することができる。これまでの実験から10分の測定で爆薬量が 100 g のとき、TNT については埋設深さ約 10 cm まで、RDX については約 15 cm まで、各々検出可能であることがわかった。今後はより短時間で検出が可能になるように、IECF からの中性子発生率の増加、IECF 形状と検出器配置の最適化などを行う必要がある。

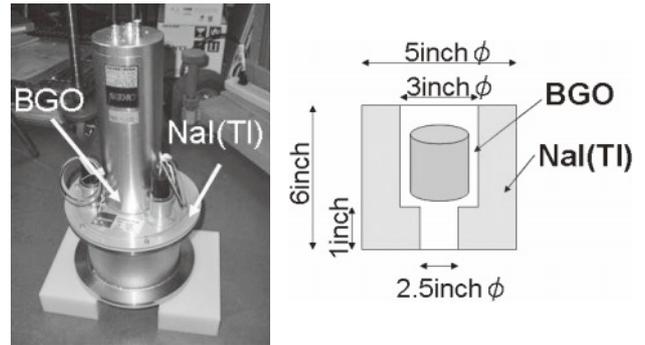


図32 シンチレータ複合検出器。

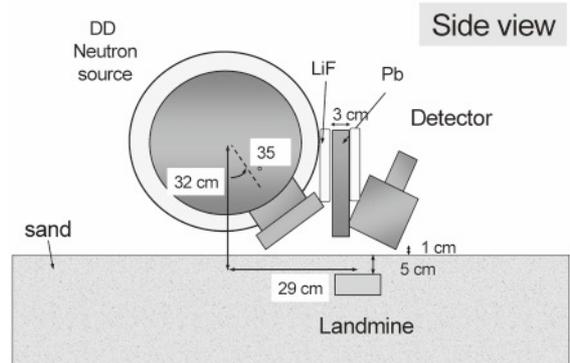


図33 地雷探査用 IEC 中性子源と検出器の配置図。

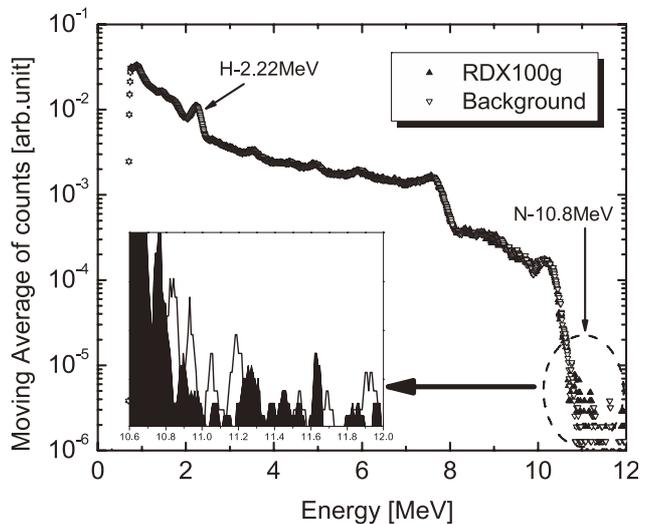


図34 RDX 有無のガンマ線スペクトル。

4.2 ホウ素中性子捕捉療法 (BNCT) (代谷誠治)

最近、がんの放射線治療法として原子炉を利用したホウ素中性子捕捉療法 (BNCT; Boron Neutron Capture Therapy) の進歩が著しく、注目されている [32, 33]. これは、がん細胞に集まるホウ素 (同位体 ^{10}B を濃縮したもの) を含む薬剤を使用し、中性子の照射に伴う $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応で生成する α 線と ^7Li により、がん細胞のみを選択的に殺すというものである。

従前の熱中性子を利用した、BNCTでは、悪性脳腫瘍と悪性黒色腫のみが適応症例とされ、脳腫瘍の場合には開頭手術を伴っていたが、熱外中性子の利用へと進化して無手術で治療できるようになった。今や頭頸部がんの治療に適用が成功裡に拡大され、肺がん、肝臓がん、中皮腫への適用拡大が図られている。

現時点では、ホウ素薬剤のがん細胞への集積状況を考慮して医療用中性子照射場としては、ほぼビーム状の熱外中性子束として約 $10^{13} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ が必要とされている。

D-D 核融合反応を利用した IECF 装置では約 2.4 MeV のエネルギーを持つ高速中性子が生成されるので、これを BNCT に応用するためには、適切な中性子減速材等を付加し、10 keV 以上のエネルギーを持つ高速中性子成分を極力低減して 10 keV 未満の熱外中性子束を上記の状態を得られるようにし、かつガンマ線の混入を極力抑える必要がある。

単純に D-D 核融合反応が 1 点で起こり、中性子が等方に発生して減速材中を中性子が無損失で通過し、発生点から 1 m の距離に医療照射場を設定することができたとして、中性子の発生量は $10^{14} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ を超える必要がある。病院内に設置可能な IECF 装置の高性能化に向け、適切な減速装置等の設計を含めた研究開発が必須である。

4.3 PET, モノクロマチックガンマ線生成

(増田 開, 吉川 潔)

IECF 装置においては、 D^3He 核融合の反応断面積が最大となる数百 keV のエネルギーを比較的容易に D イオンまたは ^3He イオンに与えることが可能であり、ウイスコンシン大学の 180 kV 印加可能な装置においては、既に、D-D 反応率を超える D^3He 反応率が観測されている。

陽子源として D^3He 核融合を利用することの潜在的な利点は、核融合反応により、印加電圧をはるかに超える 14.7 MeV の高エネルギーが得られることにある。もちろん、IEC 核融合を利用することで得られる高エネルギー陽子の電力は投入電力をはるかに下回るが、例えば以下に示す例のように、数 MeV 以上の陽子エネルギー領域において高い断面積を示す反応の利用においては、 D^3He 核融合の利点を活かした応用の可能性がある。すなわち、陽子加速器による限りにおいては、陽子源装置は原理的に陽子エネルギーに比例してサイズ・重量とも大きくならざるを得ないが、 D^3He 核融合を利用することではるかに小型の陽子源を実現できる長所がある。

PET (Positron Emission Tomography) がん検査において投与される ^{18}F や ^{13}N などの陽電子放出放射性核種 (PET

アイソトープ) は陽子照射による核反応で製造されるが、例えば $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$ 反応には 6 MeV 以上の陽子加速器設備が必要で、しかも、生成された PET アイソトープの寿命が短いために、製造場所と検診場所が隣接している必要がある。IECF 装置で D^3He 反応を用いて、小型で安価な装置での PET アイソトープ製造が可能となれば、PET 診断のより広い普及に貢献できる。

IECF 陽子源による PET アイソトープ製造については、ウイスコンシン大学において ^{13}N の生成実験が行われ生成量が評価されている [34]. 実用に向けては、例えばビーム・ビーム衝突反応の生起など、 D^3He 核融合反応率の飛躍的な向上が不可欠である。

高エネルギーの単色ガンマ線は、発生率はそれほど高くなくとも装置が小型であれば危険物探知等への応用の可能性がある。

例えば、10 MeV 前後のガンマ線は、ウランなどの受動的検知の困難な核物質との光核反応断面積が大きいことから、米国において、小型準単色ガンマ線源の開発が進められている。3 MeV [35] あるいはさらに小型の < 400 keV [36] の加速陽子ビームを用いて、例えば図 35 のような (p, γ) 反応により高エネルギーの単色ガンマ線を発生するものである。 D^3He 核融合反応を利用すれば (図 36), 例えば 400 keV と比較した場合、同程度以下の装置サイズで 5000 倍高い陽子-ガンマ線の変換率が見込まれる。

また、核融合反応を利用することのもう一つの重要な潜在的利点は、 D^3He 反応により 14.7 MeV の陽子と同時に反対向きに発生するアルファ粒子を検出することで、陽子のターゲット入射 (ガンマ線発生) の時刻を同定できることにある。すなわち、ガンマ線発生に同期して検出器にゲートをかけて有感時間を最小化することで、S/N 比の劇的な向上の可能性がある。

5. まとめ

(吉川 潔)

10 年前に提示された課題のうち、静電ポテンシャルの直接計測や、最適電極形状、グロー放電による核融合反応のシミュレーション、さらには、ガス種の陽極、陰極表面へ

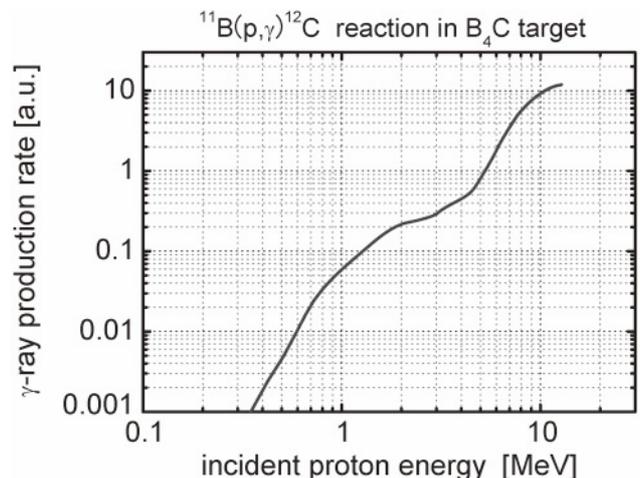


図35 $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$ 反応断面積。

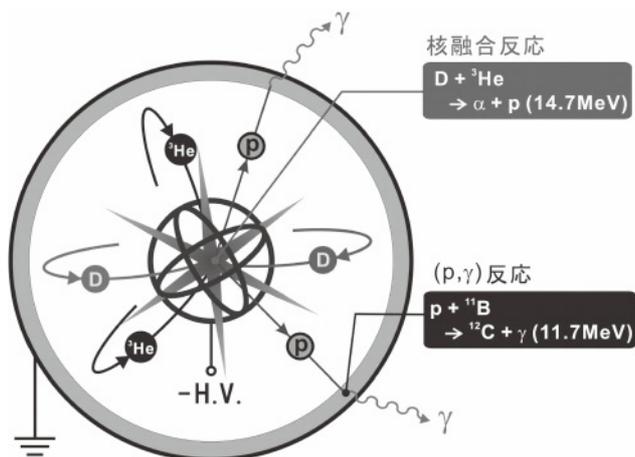


図36 IECF陽子源による高エネルギー単色ガンマ線の発生原理。

の埋設効果検討などの研究が精力的に行われ成果も得られている。また、パルス運転では毎秒70億個のD-D中性子生成(世界最高値)にも成功している。一方では、IECFの応用として、長時間安定に動作するIECF中性子源の開発に成功し、実際の人道的対地雷探知研究に使用されている。また、BNCTやPET、さらにはモノクロマチックなガンマ線源への応用も考えられている。

しかしながら、依然として、現状のグロー放電によるIECF動作について、理論、実験面で十分な解明がなされたとは言えない。さらに、現状の中性子生成は、当初目標とされたイオン・イオン衝突によるものではなく、ほとんどがビーム・残留ガスによるものである。今後、現実の先端的技術に用いるためには、飛躍的な核融合生成率の増大をはかることが必須で、これが今後10年間の最重要研究課題である。

謝辞

本解説は、独立行政法人科学技術振興機構(JST「人道的対地雷探知・除去技術研究開発推進事業」(研究総括:古田勝久東京電機大学教授)における「超小型放電型中性子源による地雷探知技術の開発」(研究代表者:吉川 潔 前京都大学エネルギー理工学研究所 所長・教授;2002年11月~2007年10月)での研究成果に負うところが多く、JSTに甚深なる謝意を表する次第である。

参考文献

- [1] R.L. Hirsch, J. Appl. Phys. **38**, 4522 (1967).
- [2] 大西正視: プラズマ・核融合学会誌 **73**, 1080 (1997).
- [3] R.W. Hockney, J. Appl. Phys. **39**, 4166 (1968).
- [4] S.K. Wong and N.A. Krall, Phys. Fluids B4, 4140 (1992).
- [5] W.M. Nevin, Phys. Plasmas **2**, 3804 (1995).
- [6] H. Matsuura, T. Takaki, K. Funakoshi, Y. Nakao and K. Kudo, Nucl. Fusion **40**, 1951 (2000).
- [7] M. Ohnishi, K.H. Sato, Y. Yamamoto and K. Yoshikawa, Nucl. Fusion **37**, 611 (1997).
- [8] T. Sakai, K. Noborio and Y. Yamamoto, "Analysis of an Inertial Electrostatic Confinement Fusion Device using a Particle Code with Monte Carlo Collision Scheme", *The*

Proceedings of the 19th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering, January 21-25, 2002, Atlantic City, NJ, USA, pp.209-212, IEEE (2002).

- [9] T. Takamatsu, K. Masuda, T. Kyunai, H. Toku and K. Yoshikawa, Nucl. Fusion **46**, 142 (2006).
- [10] K. Yamauchi, K. Nozaki, M. Watanabe, A. Okino and E. Hotta, *22nd IEEE/NPSS Symp. on Fusion Engineering*, P2-29, June 17-21, 2007, Albuquerque, NM, USA.
- [11] K. Yamauchi, S. Ohura, M. Watanabe, A. Okino, T. Kohno, E. Hotta and M. Yuura, IEEJ Trans. FM **126-A**, 1177 (2006).
- [12] G.R. Piefer, J.F. Santarius, R.P. Ashley and G.L. Kulcinski, Fusion Sci. Technol. **47**, 1255 (2005).
- [13] M. Ohnishi, Y. Tsuji, N. Yoshida and H. Osawa, "Characteristics in Pulse Operation of IEC Device with Confronting Two Plasma Sources," *given at 9th US-Japan Workshop on IECF*, May 22-24, 2007, Argonne, IL, USA.
- [14] R.F. Radel, G.L. Kulcinski, R.P. Ashley, J.F. Santarius, G. R. Piefer, D.R. Boris, R. Gir, B. Egle, C. Seyfert, S.J. Zenobia and E. Alderson, "Detection of Highly Enriched Uranium Using a Pulse D-D Fusion Source," *given at 17th Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy*, November 12-16, 2006, Albuquerque, NM, USA.
- [15] R.P. Ashley, G.L. Kulcinski, J.F. Santarius, S. Krupakar Murali, G. Piefer and R. Radel, Fusion Technol. **39**, 546 (2001).
- [16] J.W. Weidner, G.L. Kulcinski, J.F. Santarius, R.P. Ashley, G. Piefer, B. Cipiti, R. Radel and S.K. Murali, Fusion Sci. Technol. **44**, 539 (2003).
- [17] K. Masuda, K. Yoshikawa, T. Ohishi, S. Ogawa, H. Zen and T. Takamatsu, *Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conference*, IAEA-CN-149 / IC / P7-9.
- [18] T. Ohishi, T. Fujimoto, H. Zen, K. Masuda and K. Yoshikawa, "Intensity Distribution of D-³He Fusion Reaction Rate in an IEC Device," *given at 9th US-Japan Workshop on IECF*, May 22-24, 2007, Argonne, IL, USA.
- [19] K. Noborio, Y. Yamamoto, Y. Ueno and S. Konishi, "Evaluation of the Reaction Rate between Beam Particles and Absorbed Particles on the Electrode of IECF Device", *given at 8th US-Japan Workshop on IECF*, May 10-12, 2006, Osaka, Japan.
- [20] K. Noborio, Y. Yamamoto and S. Konishi, "Neutron Production Rate of Inertial Electrostatic Confinement Fusion Device with Fusion Reaction on Surface of Electrodes", *given at 17th Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy*, November 12-16, 2006, Albuquerque, NM, USA.
- [21] P.E. Rusch, R.F. Radel, G.L. Kulcinski and G.R. Piefer, "Vapor Deposition in IEC to increase Neutron Production", *given at 9th US-Japan Workshop on IECF*, May 22-24, 2007, Argonne, IL, USA.
- [22] T. Takamatsu, PhD thesis, Kyoto University, 2007.
- [23] T. Takamatsu, T. Fujimoto, K. Masuda and K. Yoshikawa, "Spatial Distribution of D-D Neutrons of a Compact Water-Cooled Inertial Electrostatic Confinement Device", *given at 17th Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy*, November 12-16, 2006, Albuquerque, NM, USA.
- [24] Y. Ueno, T. Tomizawa and Y. Yamamoto, Fusion Sci. Technol. **47**, 1295 (2005).
- [25] D.A. Swanson *et al.*, Phys. Fluids **16**, 1939 (1973).

- [26] G.H. Miley, *Current Trends in International Fusion Research* 177 (1999).
- [27] K. Takiyama *et al.*, *Proc. 6th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics*, Bar Harbor, Maine, USA (1994) p.43.
- [28] K. Takiyama *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **290-293**, 976 (2001).
- [29] K. Yoshikawa *et al.*, *Proc. of the 18th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering*, 25-29 October 1999, Albuquerque, NM, USA (1999) p.27.
- [30] 吉川 潔, 増田 開, 代谷 誠治, 三澤 毅, 堀田 栄喜, 大西正視, 大澤穂高, 山内邦仁, 高松輝久, 高橋佳之, 山本 靖: 「超小型放電型核融合中性子源開発研究の現状と地雷探査への応用」, 計測と制御, 45, No.6, 535 (2006).
- [31] 吉川 潔ほか: 検査技術 **12**, 6号 33 (2007).
- [32] 小野公二, 増永慎一郎, 木梨友子, 鈴木 実, 永田憲司, 櫻井良憲, 丸橋 晃, 宮武伸一, 加藤逸郎, 今堀良夫, 切畑光統: 「癌のホウ素中性子捕捉療法- 捕獲反応 α 粒子による細胞選択的放射線治療-」, 遺伝子医学 **7**, No.3, 84 (2003).
- [33] 小野公二, 増永慎一郎, 木梨友子, 鈴木 実, 永田憲司, 櫻井良憲, 丸橋 晃, 宮武伸一, 加藤逸郎, 今堀良夫, 切畑光統: 「細胞選択的照射を目指す硼素中性子捕捉療法とその問題点」, 癌の臨床 **51**, No.5, 347 (2005).
- [34] J.W. Weidner, G.L. Kulcinski, J.F. Santarius, R.P. Ashley, G. Piefer, B. Cipiti, R. Radel and S.K. Murali, *Fusion Sci. Technol.* **44**, 539 (2003).
- [35] B.J. Michkic *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **505**, 466 (2003).
- [36] A. Antolak, B. Doyle, D. Morse and P. Provencio, Sandia Report, SAND2006-0995 (2006).

解説執筆者紹介



よし かわ きよし
吉川 潔

1971年3月京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻博士課程単位取得退学, 1972年1月京都大学原子エネルギー研究所助手, 助教授を経て, 1988-1990年ローレンスリバモア研究所, ローレンスパークレー研究所で荷電粒子直接エネルギー変換, 高熱流束ビームダンプの研究に従事。1992年同教授, 2000-2007年京都大学エネルギー理工学研究所(改組)所長。工学博士。京都大学名誉教授, 現在, 京都大学研究推進部研究企画支援室長。慣性静電閉じこめ核融合, 人道的地雷探知開発研究などに従事。日本原子力学会会員, プラズマ・核融合学会会員など。



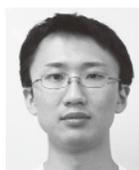
やま もと やすし
山本 靖

1982年3月京都大学大学院工学研究科電気工学第2専攻修士課程中退, 1982年4月京都大学原子エネルギー研究所助手, 1997年6月京都大学エネルギー理工学研究所助教授, 現在に至る。1996年京都大学博士(工学)。荷電粒子からの直接エネルギー変換の研究に従事し, 1992-1993年イリノイ大学で慣性静電閉じ込め核融合研究に携わり, その後主にIECのシミュレーション・実験に従事, 最近は, リチウム鉛を用いる核融合炉ブランケット関連のテーマに取り組んでいる。プラズマ・核融合学会, 日本原子力学会, IEEE 会員。



ます だ かい
増田 開

1998年3月京都大学大学院工学研究科電気工学専攻博士課程修了, 同年4月同大学エネルギー理工学研究所助手, 2004年同研究所助教授, 現在に至る。工学博士。現在, 慣性静電核融合, 電子加速器, 自由電子レーザーの研究に従事。プラズマ・核融合学会, 日本原子力学会, 日本加速器学会会員。



たか まつ てる ひさ
高松輝久

2007年3月京都大学エネルギー科学研究科エネルギー変換科学専攻博士後期課程修了。地雷探知用超小型放電型中性子源の研究開発に従事。現在株式会社原子力エンジニアリング(NEL)に勤務。日本原子力学会会員。博士(エネルギー科学)。



ほっ た えい き
堀田 栄喜

1978年3月東京工業大学大学院理工学研究所電気工学専攻博士課程満期退学, 同年4月同大学工学部電気・電子工学科助手, 助教授を経て, 1995年同大学大学院総合理工学研究所創造エネルギー専攻教授, 現在に至る。工学博士。現在, パルスパワー技術およびプラズマ応用の研究に従事。電気学会会員, IEEE, 応用物理学会会員。



やま うち くに ひと
山内 邦仁

2003年3月東京工業大学大学院総合理工学研究所創造エネルギー専攻博士後期課程修了。同年4月より, (独)科学技術振興機構研究員として超小型放電型中性子源による地雷探知技術の開発に従事。電気学会会員。博士(工学)。



おお にし まさ み
大西正視

1974年京都大学大学院工学研究科修士課程修了。1978年京都大学工学博士。京都大学原子エネルギー研究所助手, 助教授を経て, 1999年関西大学工学部教授。トカマク核融合炉におけるアルファ粒子加熱・炉心プラズマ動特性の研究に従事し, 1980年イリノイ大学核融合研究所, ローレンスリバモア研究所で炉心プラズマ設計研究に携わる。その後, FRC およびIECを基礎にしたD-³He燃料炉およびプラズマ中性子源の研究に従事。私学に転出してからは大勢の学生に囲まれて楽しく研究を行っている。



おお さわ ほ だか
大澤 穂高

1975年9月4日生。2002年3月関西大学大学院工学研究科電気工学専攻博士前期課程修了。同年4月より、同大学工学部助手、2007年に助教。放電型中性子源において、3次元粒子シミュレーションを用いた数値解析研究に従事。プラズマ・核融合学会会員、日本原子力学会会員。



しろ や せい じ
代谷 誠治

1974年3月京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻博士課程単位取得退学、同年4月同大学原子炉実験所助手、助教授を経て、1996年同教授、2003年同所長、現在に至る。工学博士。現在、加速器駆動未臨界炉等の次世代型原子炉や臨界安全性に関する炉物理研究、人道的地雷探知技術開発研究に従事。日本原子力学会会員、日本加速器学会会員、米国原子力学会会員。



み さわ つよし
三澤 毅

1989年3月京都大学工学研究科原子核工学専攻博士後期課程修了、同年4月名古屋大学工学部原子核工学科助手、1997年4月京都大学原子炉実験所助教授、現在に至る。臨界集合体を用いた原子炉物理、臨界安全、放射線工学の研究に従事。日本原子力学会会員。博士（工学）。



たか ほし よし ゆき
高橋 佳之

京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻博士後期課程在学中。中性子を用いた放射線計測による地雷探知技術の開発に従事。日本原子力学会会員。



た き やま けん
多幾山 憲

1977年3月広島大学大学院理学研究科物性学専攻博士課程単位取得退学、同年4月同大学工学部助手、助教授を経て、2000年同大学大学院工学研究科教授、現在に至る。理学博士。現在、プラズマ分光、レーザー応用プラズマ診断およびプラズマ応用の研究に従事。プラズマ・核融合学会、日本物理学会、応用物理学会会員。



く ほ よし かず
久保 美和

1981年3月東京工業大学原子核工学専攻終了。現 日揮株式会社 原子力・環境事業部 原子力プロジェクト部勤務、核燃料サイクル施設関連プロジェクトに従事。