球状収束型ビーム核融合における中性子生成率とプラズマ特性

学生員 山 内 邦 仁 (東京工業大学)
 非会員 竹 内 靖 (東京工業大学)
 非会員 荻 野 豊 (東京工業大学)
 非会員 渡 邊 正 人 (東京工業大学)
 正 員 沖 野 晃 俊 (東京工業大学)
 正 員 須 永 孝 隆 (東京工業大学)
 正 員 堀 田 栄 喜 (東京工業大学)

Neutron Production Rate and Plasma Characteristics of Spherically Convergent Beam Fusion

Kunihiro Yamauchi, Student Member, Yasushi Takeuchi, Non-member, Yutaka Ogino, Non-member,
 Masato Watanabe, Non-member, Akitoshi Okino, Member, Yoshitaka Sunaga, Member, Eiki Hotta,
 Member (Tokyo Institute of Technology)

Experimental and simulation results of spherical glow discharge for a portable neutron source are presented. An experimental device is made of 45-cm diameter, 31-cm high stainless steel cylindrical chamber, in which a spherical mesh-type anode of 30-cm diameter is installed. A spherical grid cathode is made of 2.0-mm diameter stainless steel wire, which is made into an open-spherical-grids of 5-cm diameter. The system is maintained at a constant pressure of 1–15 mTorr by feeding hydrogen or deuterium gas. Basic characteristics of breakdown voltages versus pressure and electrostatic potential profiles were measured for hydrogen discharge. By using deuterium, a steady-state neutron production of 10^4 s^{-1} was observed at a discharge of 40 kV, 2 mA. Motions of ions and electrons in the device were simulated using a particle code, which is one-dimensional in coordinate system and two-dimensional in velocity space. It was confirmed that a virtual anode is formed in the central part inside the grid cathode by both the measurement and simulation.

キーワード：ビーム核融合，球形状，中性子源，中性子生成率，プラズマ

1. ま え が き

球状収束型ビーム核融合 (Spherically Convergent Beam Fusion, SCBF) は、図 1 に示されるように陽極となる球形形状の真空容器の中心にグリッド状の球形陰極を設置し、電極間でグロー放電を起こして生成したイオンを電界により中心に収束させて核融合反応を起こそうというものである。核融合というとトカマクに代表される磁場閉じ込め核融合やレーザーを使った慣性閉じ込め核融合が一般的であるが、これらに共通して言えることはいずれも装置が複雑でしかも大きいということである。それに対してこの球状収束型ビーム核融合は、装置の構造がきわめて簡単で、大きさも直径数十 cm と小型であり、その上非常に安価である。こうした特徴から、球状収束型ビーム核融合は中性子源としての幅広い応用が考えられている。また、D- ^3He 反応を

利用すれば陽子源としても用いることができる。

球状収束型ビーム核融合の研究は、初めは球を取り囲むようにイオン源をいくつも配置し、イオンビームを陰極内部に注入する形で行われていた⁽¹⁾が、核融合研究の主流がトカマクにあったこともあり、あまり注目されなかった。しかし、1994 年に Illinois 大学の G. H. Miley らが放電型の簡単な装置で 10^6 s^{-1} 以上の D-D 中性子の生成を確認した⁽²⁾ことを機に注目されるようになり、球状収束型ビーム核融合に関する研究論文が増加した。これら論文の中には、イオンと電子の収束によって中心付近に多重の静電ポテンシャルの井戸が形成され、そのポテンシャル井戸が中性子生成率を増大させているという報告⁽¹⁾や、核融合反応の大部分は陰極の内部ではなく外部で起きているという報告⁽³⁾もなされているが、その詳細は不明である。

そこで著者らは、この核融合装置内における現象の解明

図1 球状収束型ビーム核融合の原理

Fig. 1. Schematic of Spherically Convergent Beam Fusion

を目的として実験装置を製作し、プラズマ特性、中性子生成率等を測定するとともに、装置内でのイオンと電子の運動を解析するための計算機シミュレーションを行った。

第2節では実験に使用した SCBF 装置について簡単に述べ、第3節では実験で得られた結果を示す。第4節では今回行ったシミュレーションのモデルについて説明し、さらにシミュレーションで得られた結果を示す。そして最後に第5節で全体を総括する。

2. 実験装置

実験に使用した SCBF 装置の概略を図2に示す。真空容器は直径 45 cmφ、高さ 31 cm の SUS 304 製円筒容器で、その中に SUS 304 製のメッシュを張り合わせてできた直径 30 cmφ の球形の接地陽極が配置されている。さらにその中心部には、直径 2.0 mmφ の SUS 304 製ワイヤをスポット溶接してできた直径 5.0 cmφ のグリッド状の陰極が設置されている。また、真空容器には側面に 6 つ、底面に 1 つのポートが付いており、側面のポートはそれぞれガス導入および排気、圧力計測、プローブ導入、観測窓 (×2) に使用され、さらに底面のポートは電源から陰極への電圧供給に使用されている。容器内は排気ポートに接続されたターボ分子ポンプによっておよそ 10^{-4} Torr まで排気され、ガス導入ポートから流量調節弁を介して H_2 ガスあるいは D_2 ガスを導入することで、1-15 mTorr に保たれる。

図3に実験装置の回路を示す。電源は直流 60 kV、20 mA の供給能力を持ち、かつ定電流制御が可能である。陰極には、電源保護用の 1 kΩ の制限抵抗と、電圧安定用の 2 段直列にした耐圧 30 kV、静電容量 0.3 μF のコンデンサを介して電圧が印加される。

3. 実験結果および考察

H_2 ガスを用いて SCBF プラズマの特性を測定した。図4に SCBF 装置におけるグロー放電プラズマの写真を示す。明るいプラズマのコアが陰極グリッドの中に形成され、さら

図2 SCBF 実験装置

Fig. 2. Schematic of an experimental SCBF device

図3 実験回路

Fig. 3. Schematic of an experimental circuit

図4 放電プラズマ写真

Fig. 4. Photograph of a discharge plasma

にそこから放射状に発光している。このような放電パターンはきわめて特徴的であり、スターモード⁽²⁾と呼ばれている。

〈3・1〉放電開始電圧特性 SCBF 装置内の圧力を変化させて放電開始電圧を測定した。その結果を図5に示す。ただし、図中の p は圧力、 d は電極間距離を表しており、ここでは $d = 12.5$ cm としている。またこのとき、比較実験としてグリッド球の代わりに同じ径のソリッド球を陰極に用いた場合についても同様の測定を行った。この図から、陰極にグリッド球を使用したときの方がソリッド球を使用

図5 放電開始電圧特性

Fig. 5. Paschen curve of the SCBF device

した場合よりも放電開始電圧が低いことがわかる。また、グリッド球の場合についてはさらに D_2 ガスを用いた場合についても測定を行った。その結果も同じく図5に示してある。 D_2 ガスを用いた場合では、 H_2 ガスを用いた場合よりも明らかに放電開始電圧が高くなっている。数 mTorr 以下の低気圧では、荷電粒子の平均自由行程は数十 cm と、装置の特性長と同程度かあるいはそれ以上であるため⁽⁴⁾、ソリッド球の場合その多くは1度も中性気体分子と電離衝突を行うことのないまま電極に到達し、消滅してしまう。しかしグリッド形状の陰極では、イオンは陰極と衝突せずにすり抜けて往復運動を繰り返すため、イオンの生成から消滅までの間の行程が長くなり、その結果放電開始におけるイオンの衝突電離作用 (β 作用) の寄与が大きくなる。放電開始電圧の差が圧力の低い領域で特に顕著であるのはそのためである。グリッド近傍の電界強度が局所的に大きくなっていることも原因として挙げられるが、平均自由行程が長いために電子などが成長しにくく、これが主な原因であるとは考えにくい。 H_2 ガスを用いた場合と D_2 ガスを用いた場合とで放電開始電圧に明らかに差があるのもそれを証明している。両者の間で大きく異なっているのは原子核の質量のみであり、もし放電開始が電子の衝突電離作用 (α 作用) の寄与によるものであるならば、このような差は生じないはずである。重水素の原子核は軽水素の原子核の2倍の質量を持つため、同じ運動エネルギーでは速度は $1/\sqrt{2}$ 倍となる。したがって、イオンが単位時間に中性気体分子と電離衝突を起こす回数、すなわち電離周波数も $1/\sqrt{2}$ 倍となるため、放電を維持するためにはそれだけ高い電圧が必要となる。仮に両者の電離周波数を等しくしようとすると、質量比が2倍であることから電極間の印加電圧は2倍必要となる。実際に図5を見てみると、同じ pd で比較したときに D_2 ガスの放電開始電圧は H_2 ガスの場合のほぼ2倍となっていることがわかる。

〈3・2〉 静電ポテンシャル分布 静電プローブを用いて装置内部の静電ポテンシャル分布を調べた。測定に使用し

図6 静電ポテンシャル分布

Fig. 6. Profile of electrostatic potential

た静電プローブは、直径 2.0 mmφ の絶縁管の先端から突出した直径 1.0 mmφ、長さ 1.0 mm の銅円柱を電極として使用している。静電プローブは真空容器側面のポートから装置の中心に向かって水平に挿入され、その直線上の静電ポテンシャルを測定するようになっている。

図6は、圧力 10.9 mTorr、陰極電圧 4.4 kV、放電電流 2.0 mA のときにグリッド陰極の開口部の中心をプローブが通るようにして測定した結果である。この図から、イオンは電極間ではあまり加速されずに、陰極の内側で加速されていることがわかる。したがって、核融合反応はほとんどが陰極内部で起こると考えられる。またこの図より、中心部にイオンの収束による仮想陽極が形成されていることもわかる。仮想陽極が形成されるとイオンが中心部に到達する際に減速され、そのポテンシャル分の運動エネルギーを消費してしまう。核融合反応断面積は衝突粒子間の相対運動エネルギーとともに増加するため、その結果中心部でのビーム-ビーム反応の量が減少してしまう。すなわち、中心部に形成される仮想陽極はビーム-ビーム反応を妨げる働きをする。そもそも球状収束型ビーム核融合のねらいは、球の中心にビームを収束させることで効率的に核融合反応を起こそうというものであるから、中心部の仮想陽極の形成をいかに抑制するかが今後の課題となる。

ただし、プローブが陰極内部に挿入されるとその周囲のプラズマの発光は弱くなり、特にプローブが中心付近に達するとその度合いも顕著であった。イオンはまず陰極の開口部を通して、中心部、そして反対側の開口部を経て陰極の向こう側へと抜ける。そうすると電極間のポテンシャルに跳ね返されて今度はその軌道の逆をたどる。往復運動をしているイオンはこのような運動を繰り返しているため、プローブの挿入はすなわちイオンの運動の障害を意味する。特に中心付近にプローブが達すると、あらゆる方向から来るイオンが運動を障害されるため、その影響も大きくなる。したがって、中心に近づくにつれて静電ポテンシャル分布

図7 中性子生成率と陰極電圧の関係（電流一定）

Fig. 7. Neutron production rate vs. cathode voltage at constant current

図8 中性子生成率と放電電流の関係（電圧一定）

Fig. 8. Neutron production rate vs. cathode current at constant voltage

の誤差も大きいと考えられる。しかし、この誤差がどの程度になるのかを特定することはできなかった。

〈3・3〉 中性子生成率 D_2 ガスを用いて実際に核融合反応を起こし、発生する中性子を ^3He 中性子カウンタ (Aloka 製 TPS-451S) を用いて計測した。中性子カウンタは SCBF 装置の中心から 25 cm 上方に設置され、測定値が 1cm 線量当量率で得られる。中性子生成率は、中性子の放射が球対称であると仮定し、この値から計算により求めた。

図7は放電電流を一定にしたときの陰極電圧に対する中性子生成率を表している。ただし、図中の点線は核融合反応がすべてビーム-バックグラウンド衝突によってのみ起こり、かつそのときのビームの持つ運動エネルギーが陰極への印加電圧に等しいとして計算した核融合反応率 $\sigma_{DD}v$ に比例した曲線である。中性子生成率と陰極電圧の関係がビーム-バックグラウンド反応における核融合反応率の比例曲線に比較的良好に一致している。

さらに図8は、図7の最小2乗近似曲線をもとに計算した陰極電圧が一定のときの放電電流に対する中性子生成率を表したものである。この図から、中性子生成率が放電電流 I のおよそ1.3乗に比例していることがわかる。ただし、核融合反応がビーム-バックグラウンド衝突で起こる場合は放電電流の1乗に比例し、ビーム-ビーム衝突では放電電流の2乗に比例することから、さらに放電電流を増加させることで2乗に近づいていくと考えられる。

次に、図8のそれぞれの陰極電圧について、式

$$\text{NPR} = AI + BI^2 \dots\dots\dots (1)$$

を用いて最小2乗近似を行い、 B/A の値を求めた結果を図9に示す。ただし、式(1)中のNPRは中性子生成率を表している。中性子生成率の放電電流の1乗成分と2乗成分の比は $\frac{B}{A}I$ で表されるので、電流 I が一定であれば B/A と陰極電圧の関係によってこの比が決定される。したがって、図9より陰極電圧が高くなるとビーム-バックグラウン

図9 B/A と陰極電圧の関係Fig. 9. B/A vs. cathode voltage

ド反応が支配的になっていくことがわかる。加速電圧が低いと核融合反応断面積が小さいためにビーム-バックグラウンド反応は起こりにくく、より反応断面積の大きなビーム-ビーム反応の割合が結果として大きくなる。逆に加速電圧が高いと反応断面積が大きくなり、比較的簡単にバックグラウンド粒子と反応してしまうため、ビーム粒子とバックグラウンド粒子の相対的な個数の差によってビーム-バックグラウンド反応の割合が大きくなると考えられる。すなわち、ビーム-ビーム反応は反応断面積自体は大きいですが、ビームの密度を考えるとビーム-ビーム反応が起きているのは中心付近のごくわずかな領域であり、反応の総量としてはビーム-バックグラウンド反応に及ばないということである。また図9により、現在の装置では放電電流が4 mA以下の範囲でビーム-ビーム反応よりもビーム-バックグラウンド反応が主であるということもわかった。図7において、中性子生成率と陰極電圧の関係がビーム-バックグラウンド反応における核融合反応率の比例曲線に比較的良好に一致している

のもそのためである。

4. 粒子シミュレーション

本研究では装置内でのイオンと電子の運動を解析するための粒子シミュレーションを行った。以下にその方法と結果を示す。

〈4・1〉シミュレーションモデル 計算領域は、電極が同心球であることから球対称を仮定し、位置空間を1次元、速度空間を2次元(1D2V)とした。また、この仮定より追跡する粒子の運動は球殻の膨張および収縮と等価となり、荷電粒子の運動によって生じる磁界は相殺されるので、磁界の影響については無視した。

超粒子数はイオンおよび電子ともに 10^4 個とした。各荷電粒子の初期配置はそれぞれの密度分布が電極間で一様となるように一様乱数を用いて配置し、初期速度はマクスウェル分布となるように正規乱数を用いて確率的に振り分けている。なおその際に、各荷電粒子の温度は低気圧放電プラズマの温度としてイオン 0.026 eV、電子 2.0 eV を与えている。また、電子の質量は重水素原子の質量の $1/3671$ であり、同じ運動エネルギーを持つ場合、その速度はイオンの速度のおよそ 60 倍になることから、電子の運動に対する時間刻みをイオンの運動に対する時間刻みの $1/60$ としている。

粒子は、陰極に到達したときは陰極の開口率すなわち陰極の球面積に占める開空間面積の割合で通過し、陰極の電極面積率すなわち陰極の球面積に占める電極面積の割合で衝突するものとしている。

また、SCBF 装置内における放電の維持、すなわちイオンと電子の供給は、荷電粒子の電離衝突作用および、陰極からのイオンの衝突による2次電子や陰極の過熱による熱電子、紫外線等による光電子の放出によって行われる。そこで、まずイオンが陰極に衝突したときはそこで消滅する代わりに同数のイオンを空間で発生させている。また、電子が陽極に到達した場合も同様に消滅するものとし、空間で発生したイオンと同じ数だけ空間で発生させ、残りは陰極面から一様に放出させるようにしている。こうしてイオンと電子の数を保存させることで SCBF 装置内における定常状態を模擬している。なお、粒子間の衝突については考慮していない。

〈4・2〉シミュレーション結果および考察 シミュレーションに使用した SCBF 装置のパラメータを表 1 に示す。このパラメータは、実験で定常的に 10^4 s^{-1} の中性子の生成を確認したときのものを使用している。

シミュレーション開始から 250–300 ns 後の定常状態における陰極内部の静電ポテンシャル分布の時間変化を図 10 に示す。図 6 の実験結果と同様に中心部にイオンの収束による仮想陽極が形成され、かつ数ナノ秒のオーダーで不規則に振動しているのがわかる。仮想陽極の形成は中心部でのビーム-ビーム反応を妨げるものであるから、この振動に合わせて中性子生成率も振動していると考えられる。また、

表 1 シミュレーションパラメータ

Table 1. Simulation parameters of an SCBF device

パラメータ	値
陰極電圧	−40 kV
陽極直径	30 cmφ
陰極直径	5.0 cmφ
陰極開口率	84 %

図 10 陰極内部の静電ポテンシャル分布の時間変化

Fig. 10. Time evolution of electrostatic potential profile

中心の仮想陽極以外の領域ではポテンシャルがほぼ一定となっていることから、陰極内部ではイオンと電子の収束によって準中性、すなわちプラズマ状態となっていることがわかる。これについては図 4 に示されるように陰極内部のプラズマの発光が実験的にも得られている。

しかし球対称を仮定しているため、シミュレーションの結果には陰極のグリッドの効果が含まれていない。グリッドの場合、開口部から等電位面が中に入り込んでしまうため、プローブによる測定のように開口部を通る直線上でポテンシャル分布を見た場合、陰極半径の位置でも陰極電圧にまで下がることはない。しかし球対称を仮定した球殻陰極の場合、ポテンシャルが陰極の位置で必ず陰極電圧にまで下がってしまう。そのため、特に陰極付近でのポテンシャルの形状が実験結果とは大きく異なる結果となっている。したがって、実験結果とシミュレーション結果を直接比較することはできないが、陰極中心部では傾向として両者が一致を示す結果を得ることができた。またシミュレーションによって、中心部に形成される仮想陽極の不規則な振動を示唆する結果を得ることができた。

5. ま と め

SCBF 装置内における現象の解明を目的として実験装置を製作し、プラズマ特性、中性子生成率等を測定するとともに、装置内でのイオンと電子の運動を解析するための計算機シミュレーションを行った。その結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) SCBF 装置では陰極がグリッド状であるため、イオンが陰極をすり抜けて往復運動を繰り返すことで放電開始におけるイオンの衝突電離作用 (β 作用) の寄与が大きくなり、その結果放電開始電圧が低くなる。
- (2) 装置内の静電ポテンシャル分布から、イオンは電極間ではあまり加速されずに、陰極の内側で加速されている。したがって、核融合反応はほとんどが陰極内部で起きている。また、中心部ではイオンの収束による仮想陽極が形成される。
- (3) 陰極電圧が高くなるとビーム-バックグラウンド反応が支配的になる。また、今回測定した電圧および電流の範囲では中性子生成率は放電電流のおよそ 1.3 乗に比例しており、ビーム-ビーム反応よりもビーム-バックグラウンド反応が主となっている。
- (4) 粒子シミュレーションにより、中心部に形成される仮想陽極の不規則な振動を示唆する結果が得られた。
- 本研究では、定常的に 10^4 s^{-1} 以上の中性子生成率を得ることができた。核融合反応断面積は衝突粒子間の相対運動エネルギーとともに増加するため、陰極電圧を大きくすることでより高い中性子生成率を期待することができる。しかしながら、現在の装置では陰極電圧が 40 kV を超えたあたりで陰極を支えている支柱部分で絶縁破壊が起きてしまい、それ以上電圧を印加することができなかった。したがって、今後さらに高電圧の領域で測定を行うためには装置を改良する必要がある。
- (平成 11 年 06 月 30 日受付, 同 11 年 12 月 07 日再受付)

文 献

- (1) R. L. Hirsch: "Inertial-Electrostatic Confinement of Ionized Fusion Gases", *J. Appl. Phys.*, **38**, 4522 (1967)
- (2) G. H. Miley, J. Javedani, Y. Yamamoto, R. Nebel, J. Nadler, Y. Gu, A. Satsangi & P. Heck: "Inertial-Electrostatic Confinement Neutron/Proton Source", *Proc. of 3rd Int. Conf. on Dense Z-pinches*, AIP Press, New York, 675 (1994)
- (3) T. A. Thorson, R. D. Durst, R. J. Fonck & A. C. Sontag: "Fusion Reactivity Characterization of a Spherically Convergent Ion Focus", *NUCLEAR FUSION*, **38**, 495 (1998)
- (4) 林 泉:「プラズマ工学」, 第 2 章, 朝倉書店 (1987)

山 内 邦 仁 (学生員) 1975 年 10 月 29 日生まれ。98 年 3 月東京工業大学工学部電気・電子工学科卒業。現在同大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻修士課程に在学。プラズマ・核融合学会会員。

竹 内 靖 (非会員) 1974 年 2 月 23 日生まれ。99 年 3 月東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻修士課程修了。同年 4 月三菱電機 (株) に入社, 現在に至る。

荻 野 豊 (非会員) 1976 年 12 月 6 日生まれ。99 年 3 月東京工業大学工学部電気・電子工学科卒業。同年 4 月日立プラント建設 (株) に入社, 現在に至る。

渡 邊 正 人 (非会員) 1965 年 7 月 26 日生まれ。93 年 3 月東北大学大学院工学研究科機械工学専攻博士課程修了。同年 4 月東京工業大学大学院総合理工学研究科助手, 現在に至る。レーザーと物質の相互作用, プラズマ中の流体現象に関する研究に従事。工学博士。日本機械学会, 日本航空宇宙学会会員。

沖 野 晃 俊 (正員) 1965 年 12 月 26 日生まれ。94 年 3 月東京工業大学大学院理工学研究科原子核工学専攻博士課程修了。同年 4 月同大学工学部電気・電子工学科助手。98 年 10 月～99 年 10 月米国ジョージワシントン大学客員研究員。新しいプラズマ源の開発とその特性測定に従事。IEEE 会員。工学博士。

須 永 孝 隆 (正員) 1946 年 2 月 26 日生まれ。70 年 3 月神戸大学大学院工学研究科電気工学専攻修了。同年 (財) 電力中央研究所入所。96 年から東京工業大学大学院総合理工学研究科客員助教授。主として数値電界解析手法, 直流送電線のイオン流解析, 交通分野の環境負荷低減評価等の研究に従事。工学博士。

堀 田 栄 喜 (正員) 1951年2月8日生まれ。78年3月東京工業大学大学院理工学研究科電気工学専攻博士課程退学。同大学工学部助手, 助教授を経て, 95年4月同大学大学院総合理工学研究科教授, 現在に至る。工学博士。プラズマ理工学, パルスパワー技術に関する研究に従事。IEEE 会員。