

非破壊 2次元プロフィールモニター用ガスシートターゲットの開発

DEVELOPMENT OF A GAS-SHEET TARGET FOR A NON-DESTRUCTIVE PROFILE MONITOR

荻原徳男^{#,A)}, 引地裕輔^{A)}, 神谷潤一郎^{B)}, 山本風海^{A)}, 金正倫計^{A)}

Norio Ogiwara^{#,A)}, Yusuke Hikichi^{A)}, Junichiro Kamiya^{A)}, Kazami Yamamoto^{A)}, Michikazu Kinsho^{A)}

^{A)} J-PARC/JAEA

Abstract

In order to realize a non-destructive and fast-response beam profile monitor for stable operation of the accelerators in the J-PARC, we have been developing a dense gas-sheet target with the aid of vacuum science and technology. After the study with the Monte Carlo simulations of transported molecules through some kinds of tubes, the deep slit is found to be effectual to make a gas sheet. In this report, the outline of the simulations will be shown, and the performances of the proto-type gas sheet generator will be presented through the demonstration experiments for the electron beam detection.

1. はじめに

現在、我々は、J-PARC 3 GeV シンクロトンにおいて、2次元ビームプロフィールを非破壊で可能にするため、真空中に高濃度のガスシートターゲット形成を可能にするための技術開発を行っているところである。これにより、ガスシートと加速ビームとの相互作用により生じたイオンないしは蛍光を観測することにより、高速かつ非破壊なビームプロフィールの測定が可能となる。真空技術を応用することにより、厚さ ~ 1 mm、50 - 100 mm ϕ の規模のガスシートを生成しうる簡便な装置の実現を目指している。具体的には、「行路長が十分長く、かつ、幅の十分狭いスリットを通過する気体分子がスリットを横切る平面に収束する」効果を利用したガスシートの生成を試みている。講演においては、シミュレーション計算の結果および試作したガスシート発生器によって得られたガスシートの性能を紹介する。

2. ガスシート設計の為のシミュレーション

我々は、上述のガスシートターゲットを、真空工学的な手法で、コンパクトな装置として実現しようと試みている[1-4]。

行路長の長い円形パイプ(キャピラリー)では、行路長とパイプ直径の比が 2 を超えると、放出される気体分子の方向は、パイプの軸方向のフラックス強度を 1 とすると、 30° 傾くと0.4に減少する[5]。配管形状によって気体分子の放出方向が変化する、いわゆる「ビーム効果」を用いて、ガスシートターゲットを作成しようとするものである。このキャピラリーによるビーム効果では、残念ながら、シート状のガスターゲットを作成することは困難である[1]。

これに対し、幅の広いスリットを用いると、気体分子の放出特性は一変する。以下、概要を述べる、なお、詳細は、文献[2,3]を参照されたい。

2.1 スリットによるガスシートの生成

分子間衝突を考慮しない、いわゆる「単粒子モンテカルロシミュレーション」[5,6]を用いて、スリットから放出される気体分子の角度分布および空間密度の形状依存性を調べた。

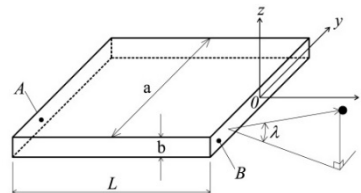


Figure 1: Calculation model.

シミュレーションに用いたスリットの形状を Fig.1 に示す。気体分子は、A 面から入射し、B 面から放出されるものとする。スリットの長手方向および短辺方向の寸法を、それぞれ、 a および b とする。奥行き(行程)長さを L とする。座標系は、スリットの長辺方向に y 軸、短辺方向に z 軸、気体の進行方向に x 軸をとる。原点は、スリットの出口 B 面中央にとる。さらに、 xy 平面と放出された気体分子のなす角度を λ と定義しておく。

さて、上述の体系に対し、モンテカルロ法を適用する。すなわち、開口部 A 面から気体分子を入射させ、A 面ないしは B 面から体系外に放出されるまで、その軌跡を追跡する。B 面から放出される全ての気体分子に対して、B 面を横切る際の位置および方向に関する情報を集計処理し、放出角度分布および空間密度分布を求める。計算にあたっては、1 ケースあたり、通過分子数を凡そ 10^5 個程度とした。また、分子の速度は、一定とし、入射および壁面からの脱離に当たっては、余弦則を適用した。

[スリット長辺依存性]

$L/b=100$ に固定して a 依存性を見てみよう。角度 λ に関する分布関数 $n(\lambda)$ を Fig. 2a) に示す。 $a/b=1, 5, 10, 50$ と増加するにつれ、 $\lambda=0$ 付近に放出される気体分子の割合が増加する。 $|\lambda| \leq 0.01$ rad に放出さ

[#] ogiwara.norio@jaea.go.jp

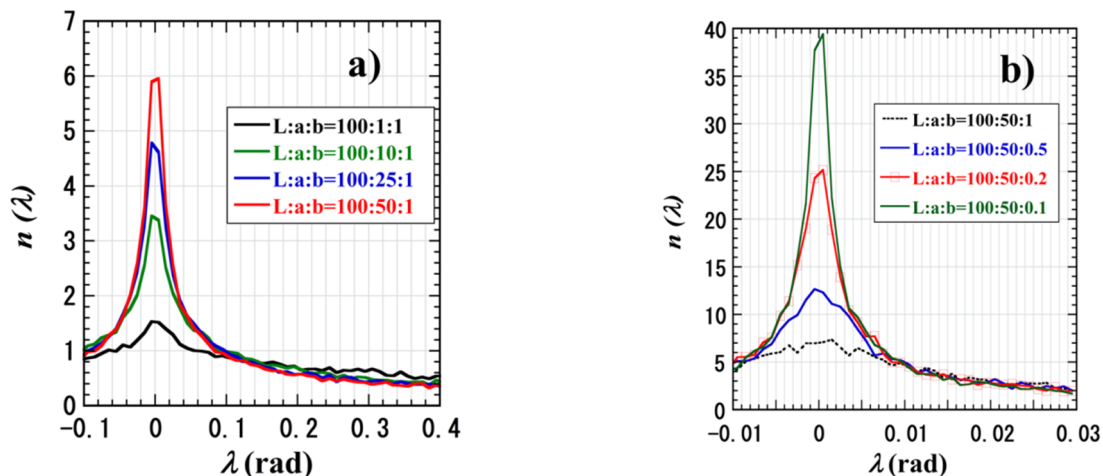


Figure 2: Density distribution function for the deep slit with the depth $L=100$ (mm). Dependence on the long side a is shown in a), and the dependence on the short side b is shown in b), respectively.

れる分子の全放出量に対する割合 Σ 、すなわち、

$$\Sigma = \iint_{-0.01}^{0.01} n(\lambda) d\lambda$$

は、 $a/b=1$ では 0.03 に対して、 $a/b=50$ では $\Sigma \approx 0.15$ となる。 $a/b=1$ は、キャピラリーの特性とほぼ同等であり、上述のように、ガスシート生成には適していない。一方、スリットでは、 $a/b \gg 1$ となると、気体分子の放出を制限する方向が z 軸方向にのみ限定されるようになるので、キャピラリーに比して多くの分子が放出され易くなって、結果として、 xy 平面に収束し易くなる。

[スリット短辺依存性]

次に b 依存性について調べると、 b を小さくするにつれ、放出分子に許容される z 方向の幅が小さくなるので、より xy 平面に平行な指向性を有することがわかる。例えば、 $L:a:b=100:50:0.1$ のとき、 $\Sigma \approx 0.25$ である。結果を Fig. 2b) に示す。

以上から、 L/a , a/b をパラメータとして、 Σ を求めると、Fig. 3 の等高線図を得る。 $L/a=1000$, $a/b=1000$ とすると、 $\Sigma \geq 0.3$ となる。すなわち、 $L/b \gg 1$, $a/b \gg 1$ を満たすとき、スリットから放出される気体分子は、 xy 平面とほぼ平行に高濃度に分布するようになる。

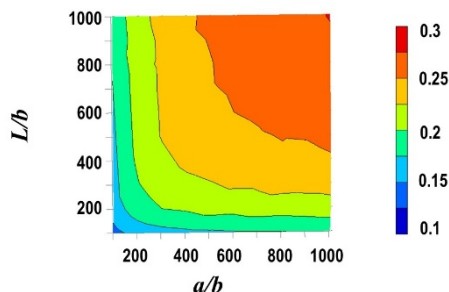


Figure 3: Contour map of the sigma (Σ). The Σ is defined as the integration of the distribution function of $n(\lambda)$ with the azimuth $|\lambda|$ less than 0.01.

2.2 ガスシートの特性

ここでは、スリットから放出された気体分子が xy 平面近傍に形成する密度分布関数を求めることにより、ガスシートの特性を論ずる。

密度分布関数 $d(x,y,z)$ の求め方は以下の通り。 xy 平面近傍を扱うので、 z 軸と回転軸が平行な薄い小円筒を考え、この円筒を通過する放出分子数から密度を求める。厚み t に関しては、 xy 平面近傍の変化を詳細に調べるため、 $t=2b$ とした。一方、円筒半径 r は、有意な分布を得るために適当数の通過分子数を確保する必要があるので、 $r=50b$ とした。なお、密度を求めるに際し、この小円筒を通過する分子の平均滞在時間 τ を考慮する必要がある。これに対しては、円筒内の走行距離 l 、速度 v とすると、 $\tau=l/v$ となる。 l と v に統計処理を施すと、 $\langle \tau \rangle = \pi r / (2 \langle v \rangle)$ となる。

放出分子の zx 平面となす角 ϕ に関する分布は、 $\phi=0$ を中心とした緩やかに変化する分布となっており、 $d(x,y,z)$ は x, y 座標の緩やかな関数とみなせる。

さて、実際に密度分布関数を求めてみる。例として、各パラメータを以下のように設定した。量 Σ は、Fig. 3 より、0.25 程度となっている。

$$(L, a, b) = (100, 50, 0.1) \text{ (mm)}$$

導入ガス: N_2 (300 K)

結果を Fig. 4 に示す。ここで、密度分布関数は、放出面 B から、300 K で平衡状態にある N_2 分子が毎秒 1 個放出された場合に期待される空間の気体分子密度を示す。また、放出分子の壁面等での反射は考えない。すなわち、放出された分子は、速度および方向を変えずに、遠方に飛び去るものとしている。

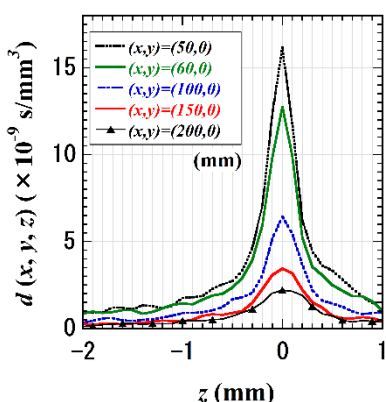


Figure 4: Density distribution function made of the emitted molecules from the deep slit as a function of the position in the space. This figure shows the change in the $d(x,y,z)$ along the x axis.

放出面 B から 100 mm の距離において、厚み方向 (z 方向) の $d(x,y,z)$ のピークの半値幅が 0.4 mm であることは、Fig.2 b) の $a/b=500$ の場合の $n(\lambda)$ のピークの半値幅 4×10^{-3} rad と矛盾ない。

実現しうる密度については、スリットから放出される気体の流量とガスシート密度について、 B 面から 100 mm の距離 $(x,y)=(100,0)$ (mm) で、流量 0.1 Paℓ/s とすると、 $p \sim 10^{-4}$ Pa が得られることになる。

次に、放出面 B から 80 mm 離れた場所で、 y 軸 (スリットの長辺方向) に沿う密度の変化をみると、Fig. 5 のようになる。すなわち、 $(x,y)=(80,0)$ を中心に y 軸方向には約 40 mm の密度がほぼ均一な領域が形成されている。

一方、 B 面から遠ざかるにつれ、気体密度が減少していく。これは、ガスシートとして期待される特性 (広範囲で均一な濃度) を満たしていない。この困難さに対しては、対向するスリットを配する等、複数個のスリットを組み合わせて解決しうる。詳しくは、文献[3]を参照されたい。

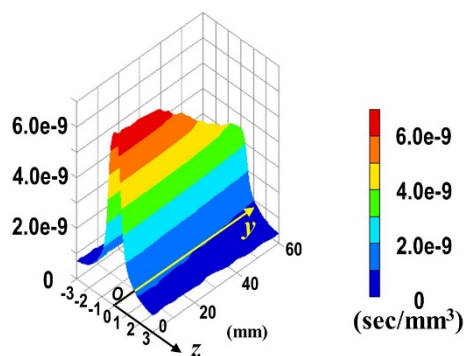


Figure 5: Density distribution function made of the emitted molecules from the deep slit as a function of the position in the space. This figure shows the change in the $d(x,y,z)$ near the position of (80,0,0) (mm).

2.3 気体分子間の衝突による影響

今までは、スリット内での気体分子間は衝突しない条件で検討を行ってきた。実際には、スリット内の分子密度が高くなると、徐々に分子間衝突が起り始める。ここでは、その影響を簡単なモデルで論じる。

スリット内の圧力分布は無視して、均一の圧力としよう。さらに、分子間衝突によりスリット内に留まる分子の効果も無視する。この単純化した条件下でも、得られた結果は、平均自由行程がスリットのギャップよりも十分大きい圧力領域では有効と考えられる。

最初に、分子間衝突が無視できる場合を考えておく。具体的には、Fig. 2b) に示される $(L,a,b)=(100,50,0.1)$ (mm) を例に検討する。この $\lambda=0$ rad に鋭いピークを有している分布に対して、スリット内の気体密度があがると、放出ガス分子のうち、最終脱離面からスリット開口部までの移動距離 (以降、行程という) ℓ の長い分子から分子間衝突の影響を受け始める。すなわち、スリット内の (代表的) 圧力 p によって決まる気体分子の平均自由行程を $\lambda(p)$ と表現すれば、行程 ℓ の気体分子の脱出確率は、 $\exp\{-\ell/\lambda(p)\}$ となるからである。そこで、全放出粒子に対して、この効果を取り入れることにより、圧力上昇に伴う放出分布特性の変化を調べることができる。

計算結果を Fig. 6 に示す。ガス種は N_2 (300 K) とし、スリット内圧力 p をパラメータとした λ 分布の変化を示す。0.01 Pa の分布は、ほぼ分子衝突なしの場合と同じであるが、0.02 Pa では、すでに分布に変化がみられる。ピーク高さが僅かに減少している。0.05 Pa では、ピーク高さは 2 割程度減少し、半値幅の広がりも明らかに認められる。0.1 Pa では、半値幅は約 2 倍になっている。

結局、スリットへのガス導入圧が高くなると、スリット内での分子間衝突により、形成されるガスシートの厚みがぼやけてくる。これに対しては、厚み制御用の第 2 段スリット等の設置が必要となる。

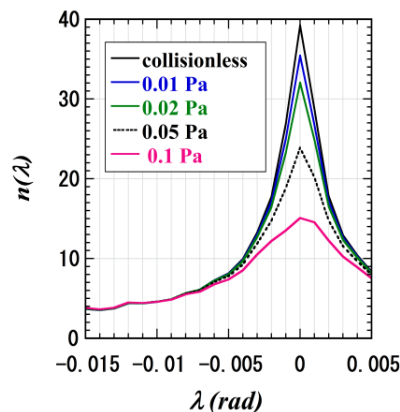


Figure 6: Change in distribution function $n(\lambda)$ of emitted molecules with the pressure in the slit.

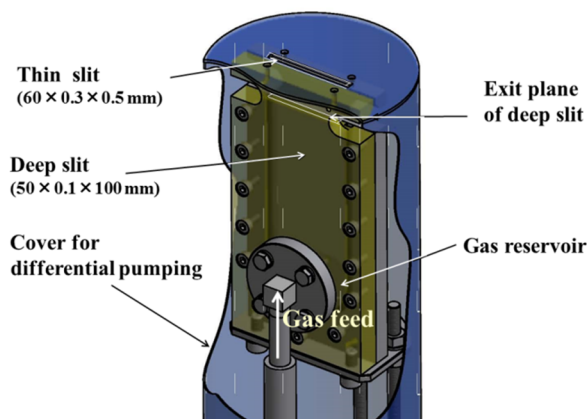


Figure 7: Proto-type gas sheet generator for electron detection experiment.

3. ガスシート発生装置の試作と性能評価

3.1 ガスシート発生装置の試作

試作したガスシート発生装置を模式的に Fig. 7 に示す。基本的な構成物は、奥行き深いスリットと形状成形用の薄いスリットである。幅 50 mm、奥行き 100 mm、隙間 0.1 mm の奥行き深いスリットにガスを通すことにより生成されたガスシートは、さらに、60 mm × 0.3 mm

のスリットで成形されて真空槽に導入される。奥行き深いスリット構造は、2 枚の SUS304 直方体を密着させて形成する。すなわち、1 枚は完全な平面とし、もう 1 枚の SUS 板上に上記形状の溝を刻んで、2 枚を密着させる。さらに、スリットを刻んでいる SUS 板には、ガス溜を設けてある。形状成形用スリットは、背圧に対するガスシート濃度の比を高めるために導入した差動排気用カパーの先端に設けられている。

3.2 電子ビームによる評価試験

上述の発生装置により形成されるガスシートを用いて電子ビームの位置および断面形状を求める実験を行った。概念を Fig. 8 に示す。超高真空中で、上述のガスシートと電子ビームを交差させ、生じたイオンをイオンリペラーおよび補助電極を用いてマルチチャンネルプレート(MCP)に導く。イオンによって生じた 2 次電子は MCP により増幅され、蛍光面に投影される。その蛍光像を、石英窓を通して真空外から観測することにより電子ビームの情報を得る。なお、実験の詳細は、文献[3]を参照されたい。

電子ビームの観測例を Fig. 9 に示す。電子ビームの条件は、30 keV、5 μ A、ビーム径は、MCP 位置で、0.35 mm ϕ (フォーカス時)から \sim 2.0 mm ϕ である。ビーム径に応じた断面が明瞭に捉えられている。

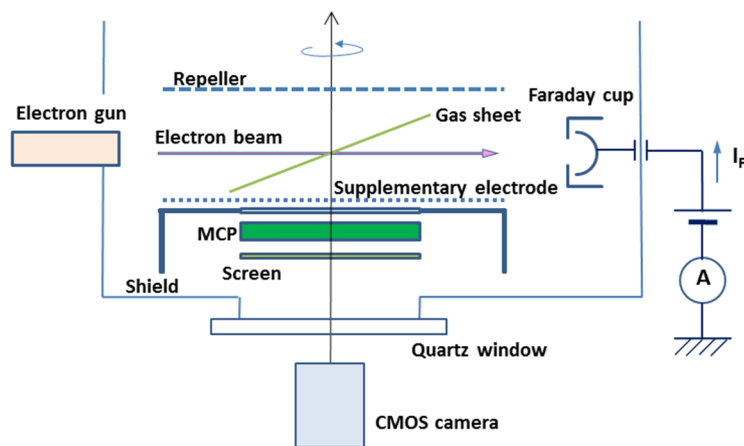


Figure 8: Experimental setup for the electron-beam detection with the gas sheet, The multi-channel plate (MCP) and the fluorescent screen have the same rotational axis, which intersects the electron beam perpendicularly at a point. The gas sheet is orthogonal to the plane formed by the electron beam and the rotational axis of the MCP. The sheet and the beam cross each other at a 29.5° angle.



Figure 9: Photographs of the fluorescent screen during electron detection using a gas sheet. The bright spots are caused by ions that are generated by the collision of the electron beam with the gas sheet. The electron beams have a diameter of 0.35 mm for Fig.9a), and 2.0 mm for b), respectively. Write circle is added as the edge of the MCP.

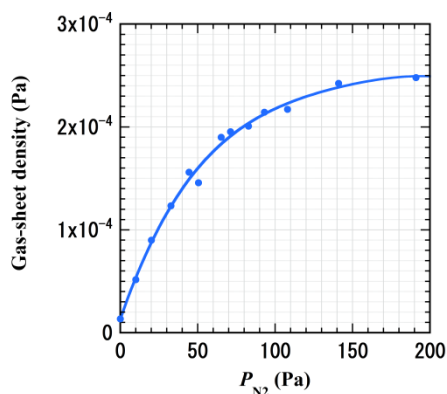


Figure 10: Density of the gas sheet as a function of N_2 pressure.

3.3 ガスシートの特性

上述の電子ビームのガスシートによる観察結果から、ガスシートの厚みを評価してみる。最もビームを絞った状態は、蛍光板による観察から、ビーム直径が 0.35 mm であることがわかっている。MCP に投影されたフォーカス状態の輝点の幅が横長に出現するのは、厚みのあるガスシートがビームに対して 29.5°傾いて交差していることに起因する。そこで、ガスシートの厚みを t mm とすれば、輝点の縦幅が、0.35 mm に対応することから、 $t \approx 1.0$ mm となる。

次に、輝点の明るさからガスシート濃度を評価する。評価法は以下の通り。電子ビームとイオン検出系の条件を固定し、ガスシートと電子ビームの衝突地点(輝点)を MCP 面上に固定する。この固定点の輝度は、ガスシート由来であろうと雰囲気ガス由来であろうと、ガス種が同一ならば、その場のガス密度で決定される。そこでガスシート使用時と雰囲気からのガス導入を比較することにより、ガスシートのガス濃度が評価される。このようにして得られた結果を Fig. 10 に示す。導入部圧力が 25 ~ 30 Pa において、 10^{-4} Pa のガスシート濃度が得られている。

結論として、ガスシートの厚みおよび濃度ともに、前章での検討結果に近い性能が実現できている。

4. まとめ

ガスシートターゲットを、真空工学的な手法で、コンパクトな装置として実現するための検討について報告した。1) スリットの長手方向および短辺方向の寸法を、それぞれ、 a および b とする。奥行き(行程)長さを L とする。このとき、 $L/b \gg 1$, $a/b \gg 1$ ならば、スリットから放出される気体分子は、 xy 平面とほぼ平行に高濃度に分布するようになる。

2) 上述の効果を利用したガスシート発生装置を試作し、電子ビームの検出に応用した。得られた結果は、ガスシートの厚みおよび密度ともに設計値と矛盾なく、本検討の有用性が確認された。

今後、本方式による実機対応のガスシート発生装置の設計をすすめ、J-PARC において非破壊の 2 次元プロファイルモニターの実現を目指す。なお、ガスシートの評価にあたっては、気体分子間の衝突を考慮したモンテカルロシミュレーション[7]を採用することが望まれる。

参考文献

- [1] N. Ogiwara, and J. Kamiya, J. Vac. Soc. Jpn., **55**, (2012) 152-155.
- [2] N. Ogiwara, J. Vac. Soc. Jpn., **56**, (2013) 146-150.
- [3] N. Ogiwara, Y. Hikichi, J. Kamiya, and M. Kinsho, J. Vac. Soc. Jpn., **59**, (2016) 79-82.
- [4] N. Ogiwara, Y. Hikichi, Y. Namekawa, J. Kamiya, M. Kinsho, K. Hatanaka, T. Shima, and M. Fukuda, Proc. 7th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC '16), Busan, Korea, (2016) 2102.
- [5] K. Nanbu, Vacuum, **35** (1985) 573.
- [6] S. Sukenobu, K. Masaki, K. Ookawa, and N. Ogiwara, J. Vac. Soc. Jpn., **56**, (2013) 142.
- [7] G. A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, (Clarendon, Oxford, 1994).