

JAERI-M

84-128

黒鉛ブロック接触面における漏れ流れ特性

1984年7月

蕪木 英雄・滝塚 貴和・功刀資彰

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1984

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 いばらき印刷(株)

黒鉛ブロック接触面における漏れ流れ特性

日本原子力研究所東海研究所高温工学部

蕪木英雄・滝塚貴和・功刀資彰

(1984年6月27日 受理)

本研究は、クロス流れ試験及びシール要素試験等多目的高温ガス実験炉における漏れ流れ特性研究の一環として、二つの物体の接触面間を漏えいする気体の基礎的流動特性を明らかにすることを目的としている。実験では、黒鉛/黒鉛及び黒鉛/金属の2種類の接触面に対して、漏えい流量を測定した。また、漏れ流れを平行平板間の流れとしてモデル化を行い、ブロック接触面間の相当すき間を予測した。

Leakage Flow of Gases through Gaps
between Contacting Surfaces

Hideo KABURAKI, Takakazu TAKIZUKA and Tomoaki KUNUGI

Department of High Temperature Engineering
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 27, 1948)

In the VHTR core which is composed of stacked graphite blocks, leakage flow occurs through gaps between blocks. Since the leakage flow affects the flow distribution in the core, the features of leakage flow between block gaps must be studied. Several leakage flow experiments such as crossflow experiments between fuel block gaps and leakage flow experiments on seal elements were carried out. The purpose of the present experiment, which is one of the series of leakage flow experiments, is to provide information on the basic features of leakage flow through block gaps for the crossflow and the seal element experiments.

Measurements were made for leakage mass flow rate and pressure difference across the contacting surfaces of the graphite/graphite and the graphite/metal combinations. The results of the experiment showed that the leakage gas flow through an interface gap between contacting block surfaces was well described by two-dimensional laminar gas flow between parallel plates. The equivalent block gap was evaluated by the present theory.

Keywords: Leakage Flow, Equivalent Gap, High-temperature, Gas-cooled Reactor, Contacting Surface, Crossflow Experiment, VHTR

目 次

1. 序 論	1
2. 実験装置及び実験条件	1
2.1 実験装置概要	1
2.2 実験方法	1
2.3 試験体ブロック	2
2.4 実験条件	2
3. 実験結果	3
4. すき間流れのモデル	3
4.1 平行平板間の流れと圧力分布	3
4.1.1 非圧縮性気体の場合	4
4.1.2 圧縮性気体の場合	5
4.2 平行な円板間すき間を通る非圧縮性流れ	6
4.3 平行な円板間すき間を通る圧縮性流れ	8
4.4 流路における抵抗係数	9
4.5 滑り流れに対する考察	10
4.5.1 分子流れ	10
4.5.2 気体の平均自由行程	10
4.5.3 滑り流れ	11
5. すき間流れのモデルによる実験結果の解析	12
6. 結 論	13
謝 辞	13
参考文献	13

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental facility and procedure	1
2.1 Experimental facility	1
2.2 Experimental procedure	1
2.3 Test block	2
2.4 Experimental conditions	2
3. Experimental results	3
4. Leakage flow model	3
4.1 Pressure distribution between parallel plates ...	3
4.1.1 Incompressible flow case	4
4.1.2 Compressible flow case	5
4.2 Incompressible flow through gaps between parallel circular plates	6
4.3 Compressible flow through gaps between parallel circular plates	8
4.4 Leakage flow loss coefficient factor	9
4.5 Slip flow analysis	10
4.5.1 Molecular flow	10
4.5.2 Mean free path	10
4.5.3 Slip flow	11
5. Results and discussion	12
6. Conclusion	13
 Acknowledgement	 13
References	13

1. 序 論

多目的高温ガス実験炉の炉心は、黒鉛ブロックが積み重ねられた構造をしているため、黒鉛ブロック間に冷却材の漏れ流れが発生する。これらの漏れ流れは、炉心全体の冷却材流量分布及び除熱性能等に影響を与えるため、その定量的な流動的性質の把握が必要とされている。

本実験は、クロス流れ試験及びシール要素試験における漏れ流れ特性の研究の一環として、二つの物体の接触面間を漏えいする気体の基礎的流動特性を明らかにすることを目的としている。実験では円柱状のブロック試験体を用い、黒鉛ブロック同士の接触面及び黒鉛ブロックと金属（ステンレス鋼）ブロックの接触面における漏えい流量を、圧力差、接触面積、接触面への負荷荷重、作動流体等をパラメータとして測定した。また、これらの漏えい流量を予測するため、接触面ギャップを2枚の平行円板間流路でモデル化し、実験結果の解析を行った。

2. 実験装置及び実験条件

2.1 実験装置概要

実験装置のブロックダイアグラムをFig. 1に示す。実験装置は試験部、ガス供給系、真空排気系、荷重負荷装置、計測系より構成される。試験体ブロックは2段に積み重ねられて試験体容器に納められている。下部試験体ブロックはフランジで試験体容器に取り付けられているが、試験体ブロックが黒鉛の場合には、この部分からのガスの漏えいに特に注意する必要がある。試験部には試験体ブロック接触面に荷重を掛ける荷重負荷装置が取り付けられており、実験炉炉心において最下段のブロックに掛かる最大の面圧を発生させることができる。また試験部には窒素及びヘリウムガス等を供給するガス供給系、試験部を真空引きする真空排気系、ブロック内外の圧力差を計るブルドン管圧力計及び漏れ流れを測定する流量計が装備されている。微小な漏えい流量を測定するため、流量計は質量流量計（TELEDYN HASTING-RAYDIST, NALL-1K, 測定流量範囲0-999 SCCM）を用いた。

2.2 実験方法

実験は次のような順序で行った。試験体ブロックを2段積み重ねて試験容器内にセットする。このとき、黒鉛ブロック試験体の側面には、真空漏れ止め用エレクトロン-コンパウンドを塗布する。これは、黒鉛が多孔質のため黒鉛ブロック内をガスが透過するのを防止し、黒鉛ブロック接触面における漏れ流れを正しく評価するために行う。試験容器は試験前に油回転ポンプで 10^{-2} mmHg程度まで良く真空引きされる。次にガスポンプよりガス供給系を通して試験部にガスを導き、試験容器を所定の圧力に達するまで加圧して、試験体ブロック内外に圧力差を発生さ

1. 序 論

多目的高温ガス実験炉の炉心は、黒鉛ブロックが積み重ねられた構造をしているため、黒鉛ブロック間に冷却材の漏れ流れが発生する。これらの漏れ流れは、炉心全体の冷却材流量分布及び除熱性能等に影響を与えるため、その定量的な流動的性質の把握が必要とされている。

本実験は、クロス流れ試験及びシール要素試験における漏れ流れ特性の研究の一環として、二つの物体の接触面間を漏えいする気体の基礎的流動特性を明らかにすることを目的としている。実験では円柱状のブロック試験体を用い、黒鉛ブロック同士の接触面及び黒鉛ブロックと金属（ステンレス鋼）ブロックの接触面における漏えい流量を、圧力差、接触面積、接触面への負荷荷重、作動流体等をパラメータとして測定した。また、これらの漏えい流量を予測するため、接触面ギャップを2枚の平行円板間流路でモデル化し、実験結果の解析を行った。

2. 実験装置及び実験条件

2.1 実験装置概要

実験装置のブロックダイアグラムを Fig. 1 に示す。実験装置は試験部、ガス供給系、真空排気系、荷重負荷装置、計測系より構成される。試験体ブロックは2段に積み重ねられて試験体容器に納められている。下部試験体ブロックはフランジで試験体容器に取り付けられているが、試験体ブロックが黒鉛の場合には、この部分からのガスの漏えいに特に注意する必要がある。試験部には試験体ブロック接触面に荷重を掛ける荷重負荷装置が取り付けられており、実験炉炉心において最下段のブロックに掛かる最大の面圧を発生させることができる。また試験部には窒素及びヘリウムガス等を供給するガス供給系、試験部を真空引きする真空排気系、ブロック内外の圧力差を計るブルドン管圧力計及び漏れ流れを測定する流量計が装備されている。微小な漏えい流量を測定するため、流量計は質量流量計（TELEDYN HASTING-RAYDIST, NALL-1 K, 測定流量範囲 0-999 SCCM）を用いた。

2.2 実験方法

実験は次のような順序で行った。試験体ブロックを2段積み重ねて試験容器内にセットする。このとき、黒鉛ブロック試験体の側面には、真空漏れ止め用エレクトロン-コンパウンドを塗布する。これは、黒鉛が多孔質のため黒鉛ブロック内をガスが透過するのを防止し、黒鉛ブロック接触面における漏れ流れを正しく評価するために行う。試験容器は試験前に油回転ポンプで 10^{-2} mmHg 程度まで良く真空引きされる。次にガスボンベよりガス供給系を通して試験部にガスを導き、試験容器を所定の圧力に達するまで加圧して、試験体ブロック内外に圧力差を発生さ

せる。この圧力差により試験体ブロック接触面を通して漏えいしたガスは、下部試験体ブロック中心に開けられた径 10 mm の孔を通り、出口が大気に開放されている流量計に導かれ、大気中に放出される。

2.3 試験体ブロック

黒鉛ブロック試験体として、接触部の面積の違うものを用意した。材質はすべて等方性高密度黒鉛（IG-11，東洋炭素製）である。試験体ブロックの接触面はすべてフライス加工を行っている。種々の上部黒鉛ブロック試験体を Table 1 に示す。下部試験体ブロックには内径 10 mm のガス取り出し孔が開いており、黒鉛と金属（ステンレス鋼）の 2 種類を用意した。これを Table 2 に示す。以後試験体ブロックの識別のためここに示された記号を用いる。また黒鉛ブロックの物性定数を次にまとめておく。記号 // と ⊥ はそれぞれ円柱形ブロックの縦方向と横方向からサンプリングして測定した結果を表す。

かさ比重	// 1.759	ショア硬度	// 56
	⊥ 1.757		⊥ 56
固有抵抗	// 1100 $\mu\Omega$ m,	曲げ強さ	// 416 kg/cm ²
	⊥ 1120 $\mu\Omega$ m,		⊥ 396 kg/cm ²
圧縮強さ	// 805 kg/cm ² ,	弾性率	// 1049 kg/mm ²
	⊥ 785 kg/cm ² ,		⊥ 1005 kg/mm ²
灰分	// 0.1%		
	⊥ 0.09%		

2.4 実験条件

実験は次のような条件下で行った。

温度	室温
作動流体	窒素，ヘリウムガス
圧力差	0 - 98.1 KPa
負荷荷重	0, 337 N
ブロック接触面圧	最大 2.5×10^2 KPa

実験では、黒鉛ブロック間及び黒鉛-金属ブロック間の接触面における漏えい流量を圧力差 98.1 KPa まで変化させて測定した。試験体ブロックの組み合わせを以後、上部試験体ブロック記号/下部試験体ブロック記号のように表す。本実験では B-1~B-2/G, B-1~B-2/S のそれぞれの組み合わせに対して、荷重を負荷しない場合及び 337 N の荷重を負荷する場合の 2 通りにブロック接触面圧を変化させて測定を行った。作動流体としては窒素及びヘリウムガスを使用した。

3. 実験結果

Fig. 2 は B-1 黒鉛ブロックについて作動流体としてヘリウムガスを用いた場合の漏えい流量の測定結果をまとめたものである。縦軸に漏えい流量 (g/s) を、横軸にブロック内外の圧力差 (KPa) をとってある。またブロック接触面に荷重を負荷した場合と負荷しない場合について示してある。Fig. 3 は同様の測定を窒素ガスを用いて行ったものである。以上の実験の結果より、次のことが明らかとなった。

- (1) 同じ面圧が加わっているとき、黒鉛ブロック同士の接触面すき間からの漏えい流量は、黒鉛と金属ブロックの接触面すき間からの漏えい流量に比べて大きい。
- (2) 接触面に掛かる面圧が増大するにつれて漏えい流量は減少する。
- (3) 漏えい流量はブロック内外の圧力差に比例しない。
- (4) 同じ接触状態では窒素ガスを用いたほうがヘリウムガスを用いた場合より漏えい流量が大きい。

4. すき間流れのモデル

4.1 平行平板間の流れと圧力分布

一般にある粗さを持った表面同士が接触している場合、それらは表面上の幾つかの突起により支えられていると考えられるので、このすき間を通る漏れ流れは平行平板間の流れにモデル化できると仮定する。

Fig. 4 のように δ の相当すき間を持った平行平板間の気体の流れを考える。図に示すような直交座標系において連続の式を定常なナビエ・ストークスの方程式を表すと、⁽¹⁾

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{U} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

となる。式(2)は y, z 方向についても同様の式が成立する。ここで、 $\mathbf{U} = (u, v, w)$ は速度ベクトル、 ρ は密度、 μ は粘性係数、 p は圧力である。ここで考えているのは、物体接触面における遅い流れなので、接触面の相当すき間 δ は流路の流れ方向の代表長さ L に比較して十分小さい ($\delta \ll L$) と仮定できる。

3. 実験結果

Fig. 2 は B-1 黒鉛ブロックについて作動流体としてヘリウムガスを用いた場合の漏えい流量の測定結果をまとめたものである。縦軸に漏えい流量 (g/s) を、横軸にブロック内外の圧力差 (KPa) をとってある。またブロック接触面に荷重を負荷した場合と負荷しない場合について示してある。Fig. 3 は同様の測定を窒素ガスを用いて行ったものである。以上の実験の結果より、次のことが明らかとなった。

- (1) 同じ面圧が加わっているとき、黒鉛ブロック同士の接触面すき間からの漏えい流量は、黒鉛と金属ブロックの接触面すき間からの漏えい流量に比べて大きい。
- (2) 接触面に掛かる面圧が増大するにつれて漏えい流量は減少する。
- (3) 漏えい流量はブロック内外の圧力差に比例しない。
- (4) 同じ接触状態では窒素ガスを用いたほうがヘリウムガスを用いた場合より漏えい流量が大きい。

4. すき間流れのモデル

4.1 平行平板間の流れと圧力分布

一般にある粗さを持った表面同士が接触している場合、それらは表面上の幾つかの突起により支えられていると考えられるので、このすき間を通る漏れ流れは平行平板間の流れにモデル化できると仮定する。

Fig. 4 のように δ の相当すき間を持った平行平板間の気体の流れを考える。図に示すような直交座標系において連続の式を定常なナビエ・ストークスの方程式を表すと、⁽¹⁾

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{U} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

となる。式(2)は y, z 方向についても同様の式が成立する。ここで、 $\mathbf{U} = (u, v, w)$ は速度ベクトル、 ρ は密度、 μ は粘性係数、 p は圧力である。ここで考えているのは、物体接触面における遅い流れなので、接触面の相当すき間 δ は流路の流れ方向の代表長さ L に比較して十分小さい ($\delta \ll L$) と仮定できる。

4.1.1 非圧縮性気体の場合

非圧縮性気体の場合、気体の密度 ρ 及び粘性係数 μ は一定と見なすことができるので、式(1)、(2)は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4)$$

式(4)は y, z 方向についても同様の式が成立する。ここで前述の仮定 $\delta \ll L$ を用いると、式(4)において慣性項の各項はすべて同じオーダーであり、また粘性項では、 $\partial^2 u / \partial z^2$ が最も重要であると考えられる。更に換算レイノルズ数 R_e^* 、

$$R_e^* = \frac{\text{慣性項}}{\text{粘性項}} = \frac{\rho u \partial u / \partial x}{\mu \partial^2 u / \partial z^2} = \frac{\rho U^2 / L}{\mu U / \delta^2} \\ = \left(\frac{U \delta}{\nu} \right) \frac{\delta}{L} \quad (5)$$

が、 $R_e^* \ll 1$ となれば、慣性項も省略できる。ここで、 U は流れの代表速度である。ここでの実験では、 $R_e^* \ll 1$ が十分成立するので、式(4)は結局、

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (6a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (6b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (6c)$$

となる。境界条件として壁面で滑り無しの場合、

$$u \Big|_{z=\frac{\delta}{2}} = u \Big|_{z=-\frac{\delta}{2}} = 0 \quad (7a)$$

$$v \Big|_{z=\frac{\delta}{2}} = v \Big|_{z=-\frac{\delta}{2}} = 0 \quad (7b)$$

を適用して (6a), (6b) を解くと、

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \left\{ z^2 - \left(\frac{\delta}{2} \right)^2 \right\} \quad (8a)$$

$$v = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \left\{ z^2 - \left(\frac{\delta}{2} \right)^2 \right\} \quad (8b)$$

となり、 z 方向に放物線状の速度分布が得られる。これらを z 方向に平均すると、

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} u \, dz = -\frac{\delta^2}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (9a)$$

$$\bar{v} = -\frac{\delta^2}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (9b)$$

となる。一方、連続の式(3)も同様に z 方向に平均すると、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} \frac{\partial w}{\partial z} dz = 0$$

すなわち、

$$\frac{1}{\delta} [w]_{z=-\delta/2}^{z=\delta/2} = -\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}\right) \quad (10)$$

となる。ここで、 $w|_{z=\delta/2} = w|_{z=-\delta/2} = 0$ より、式(10)は最終的に、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (11)$$

となる。次に式(9a), (9b)を式(11)に代入すると、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\delta^2}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\delta^2}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0 \quad (12)$$

であり、流路で δ , μ は一定であるので、非圧縮性気体の場合における、狭いすき間を持った平行平板間の圧力分布を決定する式として、

$$\Delta p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0 \quad (13)$$

が求まる。これは2次元のラプラスの方程式であり、圧力 p が調和関数になっている。

4.1.2 圧縮性気体の場合

気体の場合、流路における圧力差が大気圧に比較して無視できないとき、圧縮性の効果が顕著になる。圧縮性気体の場合は密度等の変化があるため、圧力、密度、温度の間に次の理想気体に対する関係式を用いる。

$$p = \rho R T \quad (14)$$

ここで、 p は圧力、 ρ は密度、 R はガス定数、 T は温度である。圧縮性気体の問題を解くに当たって次の2つの仮定を設ける。すなわち、すき間流れは(i)等温変化で(ii)局所的に十分発達しているものとする。気体の粘性係数 μ は一般に温度に依存するが、圧力には依存しないと考えてもよい。そのため、上記の仮定の下では一定と見なしてよい。このように等温変化の過程では、エネルギーの方程式は除外できて、未知数 u, v, w, p, ρ に対して、式(1), 式(2)の x, y, z 方向の式及び式(14)を解けばよい。従って、式(2)は、

$$\begin{aligned} \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = & -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ & + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

となり、 y, z 方向についても同様の式が成立する。非圧縮性の場合と同様に $Re^* \ll 1$ の仮定を設けると、これらは、

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (16a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (16b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (16c)$$

となる。これは非圧縮性の場合と同様の式となる。ここで壁面で滑り無しの条件から x, y 方向の平均速度を求めると、

$$\bar{u} = - \frac{\delta^2}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (17a)$$

$$\bar{v} = - \frac{\delta^2}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (17b)$$

となる。ここで、式(1)を z 方向について平均をとり、 z 方向の速度 w は壁面でゼロであることを考慮すると

$$[\rho w]_{z=\delta/2}^{z=-\delta/2} = \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{v}) = 0 \quad (18)$$

となる。但し、ここで z 方向に圧力 p は一定であるので、等温度変化の仮定より密度 ρ はこの方向に一定であるとした。式(14)及び式(17a), (17b)を式(18)に代入すると、 δ, μ は一定であることから、狭いすき間を持った平行平板間の流れの圧力分布は、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(p \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(p \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0$$

すなわち、

$$4p^2 = \frac{\partial^2 p^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p^2}{\partial y^2} = 0 \quad (19)$$

が成立する。従って、圧縮性を考慮した場合は式(13)と違って p^2 が調和関数となる。

4.2 平行な円板間すき間を通る非圧縮性流れ

ここでの実験は、円柱形のブロック試験体を用いているので、この接触面を相当すき間 δ を持った2枚の平行円板でモデル化すると Fig. 5のように表すことができる。流路における圧力分布は式(13)により決定できる。式(13)を平面極座標系 (r, θ) に変換すると、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} = 0 \quad (20)$$

となる。試験体ブロックの形状は軸対称であるので、動径部分のみを考えればよい。

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dp}{dr} \right) = 0 \quad (21)$$

境界条件としてブロック内側及び外側で一定の圧力 p_i 及び p_o とする。

$$r = r_i \text{ のとき } p = p_i \quad (22a)$$

$$r = r_o \text{ のとき } p = p_o \quad (22b)$$

式(21)を式(22a), (22b)の条件の下で解くと、

$$p = \frac{p_o - p_i}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o \ln r_i - p_i \ln r_o}{\ln(r_o/r_i)} \quad (23)$$

となる。一方、動径方向の速度 u_r を求めるには、ナビエ・ストークスの方程式を円柱座標系で表し、前節と同じ仮定を用いると、最終的に

$$\frac{dp}{dr} = \mu \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \quad (24)$$

と書ける。 $z = \pm \delta/2$ で前と同じ境界条件を用いて、半径方向の平均速度を求めると、

$$\bar{u}_r = \frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} u_r dz = -\frac{\delta^2}{12\mu} \frac{dp}{dr} \quad (25)$$

となり、式(23)を式(25)に代入すると、

$$\bar{u}_r = \frac{\delta^2}{12\mu} \frac{p_i - p_o}{r \ln(r_o/r_i)} \quad (26)$$

となる。全体の体積流量 Q は式(26)より、

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^{2\pi} \bar{u}_r \delta r d\theta = 2\pi r \delta \bar{u}_r \\ &= -\frac{\pi \delta^3}{6\mu} \frac{\Delta p}{\ln(r_o/r_i)} \end{aligned} \quad (27)$$

$$\text{但し } \Delta p = p_o - p_i$$

となり、質量流量 M は

$$M = \rho Q = -\frac{\pi \delta^3}{6\nu} \frac{\Delta p}{\ln(r_o/r_i)} \quad (28)$$

と表せる。ここで、 ν は動粘性係数 ($\nu = \mu/\rho$)、 Δp はブロック内外の圧力差である。体積流量 Q は圧力差 Δp 及び相当すき間 δ の3乗に比例し、粘性係数 μ 及び半径比 r_o/r_i の対数に逆比例することが分かる。また、非圧縮性流れでは体積流量 Q は半径に依存せず一定である。

4.3 平行な円板間すき間を通る圧縮性流れ

気体の圧縮性を考慮した場合の圧力分布は式(19)により決定される。すなわち、

$$p = \left\{ \frac{p_o^2 - p_i^2}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o^2 \ln r_i - p_i^2 \ln r_o}{\ln(r_o/r_i)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (29)$$

となる。また動径方向の平均速度 \bar{u}_r は、非圧縮性の場合と同様に式(25)で与えられ、これに式(29)を代入すると、

$$\bar{u}_r = \frac{\delta^2 (p_i^2 - p_o^2)}{24 \mu r \ln(r_o/r_i) \left\{ \frac{p_o^2 - p_i^2}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o^2 \ln r_i - p_i^2 \ln r_o}{\ln(r_o/r_i)} \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (30)$$

となる。従って、体積流量 Q は、

$$Q = \frac{\pi \delta^3 (p_i^2 - p_o^2)}{12 \mu \ln(r_o/r_i) \left\{ \frac{p_o^2 - p_i^2}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o^2 \ln r_i - p_i^2 \ln r_o}{\ln(r_o/r_i)} \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (31)$$

である。半径 $r=r_o$ と $r=r_i$ での体積流量 Q_o 、 Q_i を求めると、

$$Q_o = \frac{\pi \delta^3 (p_i^2 - p_o^2)}{12 \mu \ln(r_o/r_i) p_o} \quad (32)$$

$$Q_i = \frac{\pi \delta^3 (p_i^2 - p_o^2)}{12 \mu \ln(r_o/r_i) p_i} \quad (33)$$

となり、これから質量流量 M_o 、 M_i を求めると、

$$M_o = \rho_o Q_o = \frac{\pi \delta^3 (p_i^2 - p_o^2)}{12 \mu \ln(r_o/r_i)} \frac{\rho_o}{p_o} \quad (34)$$

$$M_i = \rho_i Q_i = \frac{\pi \delta^3 (p_i^2 - p_o^2)}{12 \mu \ln(r_o/r_i)} \frac{\rho_i}{p_i} \quad (35)$$

が成立する。等温変化の仮定より $p_o/\rho_o = p_i/\rho_i = \text{一定}$ が成り立つので $M_o = M_i$ となり流路での質量流量は一定である。最終的に圧縮性の効果を考慮した場合の質量流量として、

$$\begin{aligned} M &= \frac{\pi \delta^3 (p_i^2 - p_o^2)}{12 \mu \ln(r_o/r_i)} \frac{\rho_i}{p_i} \\ &= -\frac{\pi \delta^3}{6 \nu} \frac{\Delta p}{\ln(r_o/r_i)} \left(1 + \frac{\Delta p}{2 p_i} \right) \end{aligned} \quad (36)$$

となり、式(27)と比較すると $(\Delta p)^2$ に比例する新たな項が加わり質量流量が増加する。圧力差 Δp が入口圧力 p_i に比較して無視可能 ($\Delta p \ll p_o$) な場合、式(36)は式(27)に帰着される。

4.4 流路における抵抗係数

4.2, 4.3で考察した流れについて抵抗係数を求める。圧縮性及び非圧縮性の場合について、流路における気体の動径方向の速度 u_r は、

$$u_r = -\frac{1}{2\mu} \frac{dp}{dr} \left\{ \left(\frac{\delta}{2} \right)^2 - z^2 \right\}$$

であるから、壁でのせん断応力 τ_w は、

$$\begin{aligned} \tau_w &= \mu \left(-\frac{du}{dz} \right)_{z=\delta/2} = \frac{\delta}{2} \left(-\frac{dp}{dr} \right) \\ &= \frac{6\mu}{\delta} \bar{u}_r \end{aligned} \quad (37)$$

となる。但し、ここで式(25)を用いた。これよりダルシー抵抗係数 λ を計算すると、

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{4\tau_w}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}_r^2} = \frac{48}{\left(\frac{\bar{u}_r \delta}{\nu} \right)} \\ &= \frac{96}{R_e} \end{aligned} \quad (38)$$

と表せる。ここで、レイノルズ数は $R_e = 2\delta \bar{u}_r / \nu$ と定義した。このレイノルズ数を

$$R_e = \frac{2\delta \bar{u}_r}{\nu} = \frac{M}{\mu} \frac{1}{\pi r} \quad (39)$$

$$M = 2\pi r \delta \rho \bar{u}_r$$

と質量流量 M を用いて表す。式(39)よりレイノルズ数は流路に沿って変化しているため、抵抗係数 λ も流路に沿って変化する。この抵抗係数を流路の等価直径 $d_e = 4A/C = 2\delta$ (ここで、 A : 流路面積 ($= 2\pi r \delta$), C : 流路ぬれ縁長さ ($= 4\pi r$)) を用いて表すと、任意の r で、

$$\lambda = \frac{d_e \left(-\frac{dp}{dr} \right)}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}_r^2} = \frac{2\rho A^2 d_e}{M^2} \left(-\frac{dp}{dr} \right) \quad (40)$$

となる。ここで、 λ を流路で積分した形の抵抗係数 A で表すと、

$$A = \int_{r_i}^{r_o} \frac{\lambda}{d_e A^2} dr = -\frac{2}{M^2} \int_{p_i}^{p_o} \rho dp$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{1}{M^2} \frac{1}{RT} (p_o^2 - p_i^2) \\
&= -\frac{1}{M^2} (\rho_o + \rho_i) \Delta p \\
&= -\frac{2\bar{\rho}}{M^2} \Delta p \tag{41}
\end{aligned}$$

となる。但し、 $\bar{\rho} = (\rho_o + \rho_i) / 2$ である。式(41)の形の抵抗係数を用いると、複雑な流路等の場合に実験データ（流量 M 及び圧力差 Δp ）を評価するのに便利である。

4.5 滑り流れに対する考察

4.5.1 分子流れ

気体はその平均自由行程より小さい幅の流路を流れる場合及び非常に密度の薄い気体の流れの場合等は、気体を連続体として近似することができなくなる。このとき気体の流れは無次元のクヌセン数 K_n により特徴付けられる。クヌセン数は、流路の幅 δ と気体の平均自由行程 ℓ を用いて、

$$K_n = \frac{\ell}{\delta} \tag{42}$$

と定義される。このクヌセン数の大小により、気体の流れは次のように分類される。

$$\begin{array}{ll}
K_n < 10^{-3} & \text{連続体近似} \\
10^{-3} < K_n < 10^{-1} & \text{滑り流れ} \\
10^{-1} < K_n < 10 & \text{遷移領域} \\
10 \leq K_n & \text{自由分子流}
\end{array}$$

クヌセン数が $K_n < 10^{-3}$ では、連続体近似が成立し、ナビエ・ストークスの方程式が成立する。他の領域では、流れにおいて分子の性格が前面にでてくるのでボルツマン方程式等による定式化が必要となる。しかし、クヌセン数が $10^{-3} < K_n < 10^{-1}$ の範囲の滑り領域においては、連続体の方程式に基づいて流れの分子的性格を取り入れた扱いが可能である。連続体近似において壁面での気体の速度はゼロとなるが、滑り流れ領域では壁面で速度の滑り (slip) を起こす。つまり、壁面から分子の平均自由行程程度の厚みの領域では、壁面に入射する分子の壁面に平行な方向の平均速度はゼロではないが、これが壁面と散漫 (diffuse) 散乱を起こすと散乱分子の平均速度はゼロとなるため流体中に滑りを起こすことになる。この滑りを取り入れた取り扱いは 4.5.3 節において述べる。

4.5.2 気体の平均自由行程

気体が平衡状態にあると、気体分子は不規則な熱運動を行っておりその平均的な速度はゼロである。それに規則性のある運動（流れ）が付け加わると、気体分子の速度の平均値は流れの速度に等しくなる。このような巨視的な意味での流れは、そのエネルギーを不規則な熱運動に変換す

ることにより減衰する。この現象が粘性である。統計力学より平均自由行程 ℓ は、粘性係数 μ と次のように関係付けることができる。

$$\ell = \frac{\mu}{p} \sqrt{\frac{\pi RT}{2}} = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi}{2RT}} \quad (43)$$

ここで窒素及びヘリウムガスについての平均自由行程を求める。Rはガス定数 $R = k/m$ (k : ボルツマン定数, m : 分子1個の質量) である。ヘリウムと窒素ガスでそれぞれ、

$$R = 2.08 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}^2 \cdot \text{deg} \quad (\text{He}) \quad (44a)$$

$$R = 2.97 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}^2 \cdot \text{deg} \quad (\text{N}_2) \quad (44b)$$

となる。式(43)を用いて2つのガスについて平均自由行程を計算したものを Table 3, Table 4 に示す。

4.5.3 滑り流れ

滑り流れ領域での解を求めるには、連続体近似におけるナビエ・ストークスの方程式に基き、境界での速度の滑りを考慮する。これは式(24)を、

$$u_r|_{z=\delta/2} = -\zeta \left(\frac{du_r}{dz} \right) \quad (45a)$$

$$u_r|_{z=-\delta/2} = \zeta \left(\frac{du_r}{dz} \right) \quad (45b)$$

の条件で解くことに帰着する。 ζ は滑り係数 (slip coefficient) であり、Maxwell⁽²⁾は分子論的考察より、

$$\zeta = \frac{2-f}{f} \ell \quad (46)$$

を得ている。 f は散漫 (diffuse) 散乱を受ける分子の割合で0.9から1の間の値である。また Albertoni⁽³⁾は線型化したボルツマン方程式を数値計算で解くことにより、

$$\zeta = 1.1466 \ell \quad (47)$$

の値を得ている。Srekanth⁽⁴⁾による窒素ガスを用いた円管での圧力降下の実験では、自由分子流に近付くほど、式(47)と実験値の一致は良いが、滑り流れ領域では $\zeta = 1.0 \ell$ の方が実験結果をよく説明している。

式(45a), (45b)を満たす解は最終的に、

$$u(z) = \frac{1}{\partial \mu} \frac{dp}{dr} \left\{ \left(\frac{\partial}{2} \right)^2 - z^2 + \delta \zeta \right\} \quad (48)$$

となり、 z 方向に平均すると、

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} u \, dz = -\frac{\delta^2}{12 \mu} \frac{dp}{dr} \left(1 + \frac{6\zeta}{\delta} \right) \quad (49)$$

となる。圧縮性・非圧縮性の場合により圧力 p の分布が異なるのでそれぞれの場合で値が違ってくるが、いずれの場合にも滑り流れによる質量流量の増加は、

$$\begin{aligned} M_{\text{slip}} &= -\frac{\pi \delta^3}{6\nu} \frac{4p}{\ln(r_o/r_i)} \frac{6\zeta}{\delta} \\ &= -\frac{\pi \delta^3}{6\nu} \frac{4p}{\ln(r_o/r_i)} \cdot 6K_n \end{aligned} \quad (50)$$

となる。但し、ここでは $\zeta = \ell$ とした。ここでの実験において例えば相当すき間 δ を $10\mu\text{m}$ とすると、 K_n は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 程度なので滑り流れの全流量に対する割合は 1% 以下である。しかし、相当すき間が 1μ 程度又はそれ以下になってくると“滑り流れ”の効果を考慮しなければならない。

5. すき間流れのモデルによる実験結果の解析

ここでの実験においては流路の圧力差 $4p$ が大気圧程度まで達するので、気体の圧縮性の効果が現われるものと思われる。Fig. 2.3 から分かるように、漏えい流量は圧力差に比例しておらず、非圧縮性の式では実験結果を説明できない。従って、ここでは気体の圧縮性を考慮した式36を用いる。一方、黒鉛ブロックの表面粗さは $R_{\text{max}} = 20\mu\text{m}$ 程度であるので、流路の相当すき間が $1\mu\text{m}$ 以下になることは考えられないので、滑り流れは考慮しないこととする。

式36を用いてブロック接触面間の相当すき間 δ を推定する。ここで注意しなければならないのは、ブロック接触面に掛かる荷重は荷重負荷装置による静荷重のほかに流路の圧力差による負荷荷重が存在することである。この圧力差による負荷荷重が相当すき間 δ に影響を与える可能性があるため、すべての圧力差の領域に対して、相当すき間 δ を一定と見なすことができない。そこでまず式36が正しいと仮定して、各々の圧力差に対する漏えい流量から相当すき間をブロック接触面の面圧に対して求めた。圧力差による負荷荷重の増加は次のようにして計算した。

実験では Fig. 5 で示した流路において、 $r = r_o$ の所で $p = p_o$ 、 $r = r_i$ の所で $p = p_i$ と圧力が一定に保たれている。流路での圧力分布は、気体の圧縮性を考慮した式29で表せる。この式を全流路で積分することにより、圧力差による負荷荷重の増加 W を求める。

$$W = 4p \cdot \pi r_i^2 + \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \left\{ p_o - \sqrt{\frac{p_o^2 - p_i^2}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o^2 \ln r_i - p_i^2 \ln r_o}{\ln(r_o - r_i)}} \right\} r d\theta dr \quad (51)$$

すなわち、

$$W = 4p \cdot \pi r_i^2 + p_o \cdot \pi (r_o^2 - r_i^2) - I \quad (52)$$

但し、

$$I = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \sqrt{\frac{p_o^2 - p_i^2}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o^2 \ln r_i - p_i^2 \ln r_o}{\ln(r_o - r_i)}} r d\theta dr$$

となる。圧縮性・非圧縮性の場合により圧力 p の分布が異なるのでそれぞれの場合で値が違ってくるが、いずれの場合にも滑り流れによる質量流量の増加は、

$$M_{slip} = - \frac{\pi \delta^3}{6 \nu} \frac{\Delta p}{\ln(r_o/r_i)} \frac{6 \zeta}{\delta}$$

$$= - \frac{\pi \delta^3}{6 \nu} \frac{\Delta p}{\ln(r_o/r_i)} \cdot 6 K_a \quad (50)$$

となる。但し、ここでは $\zeta = \ell$ とした。ここでの実験において例えば相当すき間 δ を $10 \mu\text{m}$ とすると、 K_a は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 程度なので滑り流れの全流量に対する割合は 1% 以下である。しかし、相当すき間が 1μ 程度又はそれ以下になってくると“滑り流れ”の効果を考慮しなければならない。

5. すき間流れのモデルによる実験結果の解析

ここでの実験においては流路の圧力差 Δp が大気圧程度まで達するので、気体の圧縮性の効果が現われるものと思われる。Fig. 2.3 から分かるように、漏えい流量は圧力差に比例しておらず、非圧縮性の式では実験結果を説明できない。従って、ここでは気体の圧縮性を考慮した式36を用いる。一方、黒鉛ブロックの表面粗さは $R_{max} = 20 \mu\text{m}$ 程度であるので、流路の相当すき間が $1 \mu\text{m}$ 以下になることは考えられないので、滑り流れは考慮しないこととする。

式36を用いてブロック接触面間の相当すき間 δ を推定する。ここで注意しなければならないのは、ブロック接触面に掛かる荷重は荷重負荷装置による静荷重のほかに流路の圧力差による負荷荷重が存在することである。この圧力差による負荷荷重が相当すき間 δ に影響を与える可能性があるため、すべての圧力差の領域に対して、相当すき間 δ を一定と見なすことができない。そこでまず式36が正しいと仮定して、各々の圧力差に対する漏えい流量から相当すき間をブロック接触面の面圧に対して求めた。圧力差による負荷荷重の増加は次のようにして計算した。

実験では Fig. 5 で示した流路において、 $r = r_o$ の所で $p = p_o$ 、 $r = r_i$ の所で $p = p_i$ と圧力が一定に保たれている。流路での圧力分布は、気体の圧縮性を考慮した式29で表せる。この式を全流路で積分することにより、圧力差による負荷荷重の増加 W を求める。

$$W = \Delta p \cdot \pi r_i^2 + \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \left\{ p_o - \sqrt{\frac{p_o^2 - p_i^2}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o^2 \ln r_i - p_i^2 \ln r_o}{\ln(r_o/r_i)}} \right\} r d\theta dr \quad (51)$$

すなわち、

$$W = \Delta p \cdot \pi r_i^2 + p_o \cdot \pi (r_o^2 - r_i^2) - I \quad (52)$$

但し、

$$I = \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \sqrt{\frac{p_o^2 - p_i^2}{\ln(r_o/r_i)} \ln r - \frac{p_o^2 \ln r_i - p_i^2 \ln r_o}{\ln(r_o/r_i)}} r d\theta dr$$

となる。ここで積分Iは解析的に解くことができないので、シンプソンの方法を用いて数値計算を行った。静荷重にこのWを加えて、ブロック接触面における面圧を求めた。

以上の結果をFig. 6, 7に示す。Fig. 6は黒鉛ブロック同士の接触面(B-1, 2/G), Fig. 7は黒鉛と金属ブロックの接触面(B-1, 2/S)について、それぞれヘリウムガスと窒素ガスで行った実験結果より相当すき間を求めたものである。図より、面圧が小さい所では、圧力差が増加するにつれて相当すき間は減小し、面圧が大きい所では相当すき間は圧力差に依存せず、ほぼ一定になる傾向があることが見いだされた。そこで、黒鉛と黒鉛(B-1/G)及び黒鉛と金属(B-1/S)の組み合わせについて、ブロック接触面面圧の大きい場合について相当すき間の平均を求め、式36により漏れい流量と圧力差の関係を計算した。その結果をFig. 2, 3中の点線で示す。これよりブロック接触面でのガスの流れは式36で良く記述されることが分かった。ここでの実験では、黒鉛と黒鉛及び黒鉛と金属ブロック接触面の相当すき間として、接触面負荷荷重により変化するが、それぞれ11-14 μm 及び9-11 μm の範囲にあることが分かった。実寸大の燃料ブロックを用いたクロス流れ(ブロック接触面間の漏れ流れ)の実験では、黒鉛ブロック接触面間の相当すき間として12-15 μm の結果を得ており、ここでの実験の結果とほぼ一致することが確かめられた。

6. 結 論

本実験では積み重ねられた円柱状黒鉛ブロックの接触面からの漏れ流れの基礎的特性を明らかにする目的で行われ、以下の結論を得た。

- (1) ブロック間接触面を漏れいする流れは、接触面を平行平板で置き換えたモデルで記述されることが分かった。また大気圧付近での実験では、流路の圧力差が大気圧程度になると気体の圧縮性の効果を考慮する必要があることが分かった。
- (2) 漏れ流れの理論式より黒鉛同士及び黒鉛と金属のブロック接触面の相当すき間を推定した。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり有益な助言を頂いた高温工学部佐野川好母次長に深く感謝致します。

参考文献

- (1) H.Schlichting: Boundary-Layer Theory, Mc Graw-Hill, New York (1979).
- (2) E.Kennard: Kinetic Theory of Gases, Mc Graw-Hill, New York (1938).
- (3) S.Albertoni, C.Cercignani and L.Gotusso: Phys. Fluids, vol. 6, No. 7, 993 (1963).
- (4) A. K. Srekanth: Advances in Applied Mechanics, Suppl. 5, vol. 1, p 667, Academic Press (1969).

となる。ここで積分Iは解析的に解くことができないので、シンプソンの方法を用いて数値計算を行った。静荷重にこのWを加えて、ブロック接触面における面圧を求めた。

以上の結果をFig. 6, 7に示す。Fig. 6は黒鉛ブロック同士の接触面(B-1, 2/G), Fig. 7は黒鉛と金属ブロックの接触面(B-1, 2/S)について、それぞれヘリウムガスと窒素ガスで行った実験結果より相当すき間を求めたものである。図より、面圧が小さい所では、圧力差が増加するにつれて相当すき間は減小し、面圧が大きい所では相当すき間は圧力差に依存せず、ほぼ一定になる傾向があることが見いだされた。そこで、黒鉛と黒鉛(B-1/G)及び黒鉛と金属(B-1/S)の組み合わせについて、ブロック接触面面圧の大きい場合について相当すき間の平均を求め、式36により漏れい流量と圧力差の関係を計算した。その結果をFig. 2, 3中の点線で示す。これよりブロック接触面でのガスの流れは式36で良く記述されることが分かった。ここでの実験では、黒鉛と黒鉛及び黒鉛と金属ブロック接触面の相当すき間として、接触面負荷荷重により変化するが、それぞれ11-14 μm 及び9-11 μm の範囲にあることが分かった。実寸大の燃料ブロックを用いたクロス流れ(ブロック接触面間の漏れ流れ)の実験では、黒鉛ブロック接触面間の相当すき間として12-15 μm の結果を得ており、ここでの実験の結果とほぼ一致することが確かめられた。

6. 結 論

本実験では積み重ねられた円柱状黒鉛ブロックの接触面からの漏れ流れの基礎的特性を明らかにする目的で行われ、以下の結論を得た。

- (1) ブロック間接触面を漏れいする流れは、接触面を平行平板で置き換えたモデルで記述されることが分かった。また大気圧付近での実験では、流路の圧力差が大気圧程度になると気体の圧縮性の効果を考慮する必要があることが分かった。
- (2) 漏れ流れの理論式より黒鉛同士及び黒鉛と金属のブロック接触面の相当すき間を推定した。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり有益な助言を頂いた高温工学部佐野川好母次長に深く感謝致します。

参考文献

- (1) H.Schlichting: Boundary-Layer Theory, Mc Graw-Hill, New York (1979).
- (2) E.Kennard: Kinetic Theory of Gases, Mc Graw-Hill, New York (1938).
- (3) S.Albertoni, C.Cercignani and L.Gotusso: Phys. Fluids, vol. 6, No. 7, 993 (1963).
- (4) A. K. Sreekanth: Advances in Applied Mechanics, Suppl. 5, vol. 1, p 667, Academic Press (1969).

となる。ここで積分Iは解析的に解くことができないので、シンプソンの方法を用いて数値計算を行った。静荷重にこのWを加えて、ブロック接触面における面圧を求めた。

以上の結果をFig. 6, 7に示す。Fig. 6は黒鉛ブロック同士の接触面(B-1, 2/G), Fig. 7は黒鉛と金属ブロックの接触面(B-1, 2/S)について、それぞれヘリウムガスと窒素ガスで行った実験結果より相当すき間を求めたものである。図より、面圧が小さい所では、圧力差が増加するにつれて相当すき間は減小し、面圧が大きい所では相当すき間は圧力差に依存せず、ほぼ一定になる傾向があることが見出された。そこで、黒鉛と黒鉛(B-1/G)及び黒鉛と金属(B-1/S)の組み合わせについて、ブロック接触面面圧の大きい場合について相当すき間の平均を求め、式36により漏えい流量と圧力差の関係を計算した。その結果をFig. 2, 3中の点線で示す。これよりブロック接触面でのガスの流れは式36で良く記述されることが分かった。ここでの実験では、黒鉛と黒鉛及び黒鉛と金属ブロック接触面の相当すき間として、接触面負荷荷重により変化するが、それぞれ11-14 μm 及び9-11 μm の範囲にあることが分かった。実寸大の燃料ブロックを用いたクロス流れ(ブロック接触面間の漏れ流れ)の実験では、黒鉛ブロック接触面間の相当すき間として12-15 μm の結果を得ており、ここでの実験の結果とほぼ一致することが確かめられた。

6. 結 論

本実験では積み重ねられた円柱状黒鉛ブロックの接触面からの漏れ流れの基礎的特性を明らかにする目的で行われ、以下の結論を得た。

- (1) ブロック間接触面を漏えいする流れは、接触面を平行平板で置き換えたモデルで記述されることが分かった。また大気圧付近での実験では、流路の圧力差が大気圧程度になると気体の圧縮性の効果を考慮する必要があることが分かった。
- (2) 漏れ流れの理論式より黒鉛同士及び黒鉛と金属のブロック接触面の相当すき間を推定した。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり有益な助言を頂いた高温工学部佐野川好母次長に深く感謝致します。

参考文献

- (1) H.Schlichting: Boundary-Layer Theory, Mc Graw-Hill, New York (1979).
- (2) E.Kennard: Kinetic Theory of Gases, Mc Graw-Hill, New York (1938).
- (3) S.Albertoni, C.Cercignani and L.Gotusso: Phys. Fluids, vol. 6, No. 7, 993 (1963).
- (4) A. K. Sreekanth: Advances in Applied Mechanics, Suppl. 5, vol. 1, p 667, Academic Press (1969).

となる。ここで積分Iは解析的に解くことができないので、シンプソンの方法を用いて数値計算を行った。静荷重にこのWを加えて、ブロック接触面における面圧を求めた。

以上の結果をFig. 6, 7に示す。Fig. 6は黒鉛ブロック同士の接触面(B-1, 2/G), Fig. 7は黒鉛と金属ブロックの接触面(B-1, 2/S)について、それぞれヘリウムガスと窒素ガスで行った実験結果より相当すき間を求めたものである。図より、面圧が小さい所では、圧力差が増加するにつれて相当すき間は減小し、面圧が大きい所では相当すき間は圧力差に依存せず、ほぼ一定になる傾向があることが見いだされた。そこで、黒鉛と黒鉛(B-1/G)及び黒鉛と金属(B-1/S)の組み合わせについて、ブロック接触面面圧の大きい場合について相当すき間の平均を求め、式36により漏れい流量と圧力差の関係を計算した。その結果をFig. 2, 3中の点線で示す。これよりブロック接触面でのガスの流れは式36で良く記述されることが分かった。ここでの実験では、黒鉛と黒鉛及び黒鉛と金属ブロック接触面の相当すき間として、接触面負荷荷重により変化するが、それぞれ11-14 μm 及び9-11 μm の範囲にあることが分かった。実寸大の燃料ブロックを用いたクロス流れ(ブロック接触面間の漏れ流れ)の実験では、黒鉛ブロック接触面間の相当すき間として12-15 μm の結果を得ており、ここでの実験の結果とほぼ一致することが確かめられた。

6. 結 論

本実験では積み重ねられた円柱状黒鉛ブロックの接触面からの漏れ流れの基礎的特性を明らかにする目的で行われ、以下の結論を得た。

- (1) ブロック間接触面を漏れいする流れは、接触面を平行平板で置き換えたモデルで記述されることが分かった。また大気圧付近での実験では、流路の圧力差が大気圧程度になると気体の圧縮性の効果を考慮する必要があることが分かった。
- (2) 漏れ流れの理論式より黒鉛同士及び黒鉛と金属のブロック接触面の相当すき間を推定した。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり有益な助言を頂いた高温工学部佐野川好母次長に深く感謝致します。

参考文献

- (1) H.Schlichting: Boundary-Layer Theory, Mc Graw-Hill, New York (1979).
- (2) E.Kennard: Kinetic Theory of Gases, Mc Graw-Hill, New York (1938).
- (3) S.Albertoni, C.Cercignani and L.Gotusso: Phys. Fluids, vol. 6, No. 7, 993 (1963).
- (4) A. K. Sreekanth: Advances in Applied Mechanics, Suppl. 5, vol. 1, p 667, Academic Press (1969).

Table 1 上部黒鉛ブロック試験体

ブロック 記号	r_o / r_i	接触面積 [cm ²]	重量 [kg]	接触面の表面粗さ R_{max} [μm]
B-1	3.0	25.1	0.71	20.0
B-2	2.0	21.2	0.71	18.5

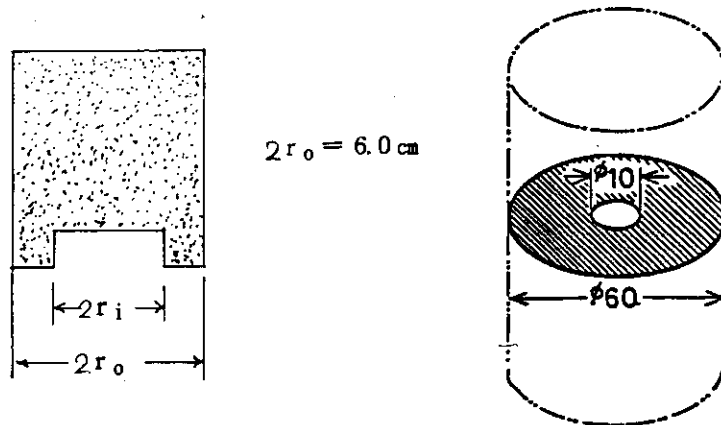


Table 2 下部試験体ブロック

ブロック 記号	材 料	重量 [kg]	接触面の表面粗さ R_{max} [μm]
G	黒鉛 (IG-11)	0.70	19.8
S	ステンレス鋼	3.15	2.0

Table 3 ヘリウムガスの平均自由行程

温 度 [°C]	粘 性 係 数 [$\text{g}/\text{cm}\cdot\text{s}$]	密 度 [g/cm^3]	平均自由行程 [cm]
0	1.87×10^{-3}	1.78×10^{-4}	1.75×10^{-6}
20	1.95	1.66	1.89
30	2.00	1.61	1.96
100	2.30	1.31	2.50
300	3.05	8.51×10^{-5}	4.11
500	3.73	6.31	5.84
700	4.38	5.01	7.70
1000	5.32	3.83	1.07×10^{-5}

Table 4 窒素ガスの平均自由行程

温 度 [°C]	粘 性 係 数 [$\text{g}/\text{cm}\cdot\text{s}$]	密 度 [g/cm^3]	平均自由行程 [cm]
0	1.66×10^{-5}	1.26×10^{-3}	1.83×10^{-7}
20	1.76	1.17	2.02
30	1.80	1.13	2.10
100	2.10	9.17×10^{-4}	2.73
300	2.82	5.96	4.55
500	3.41	4.41	6.40

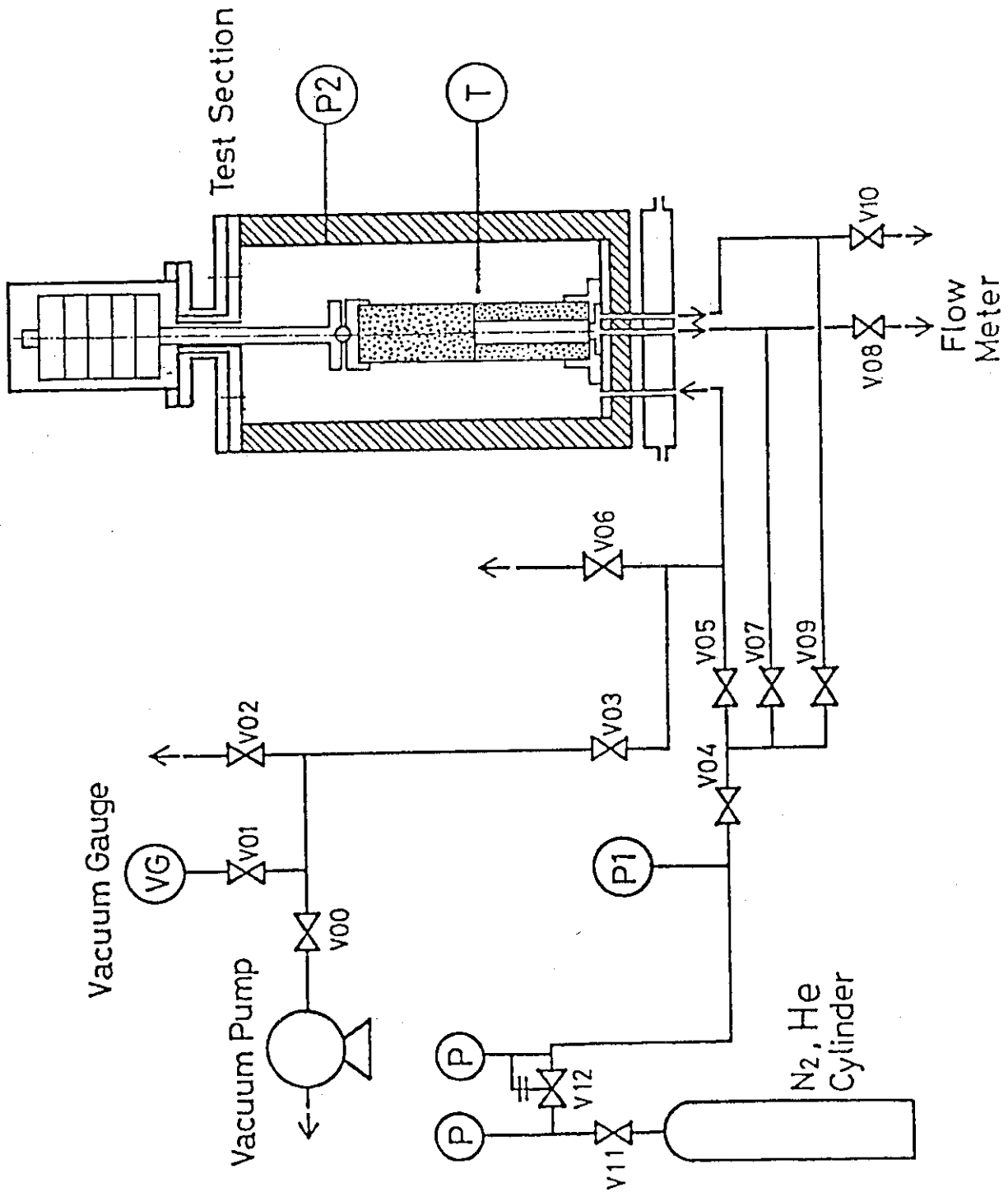


Fig. 1 Experimental Apparatus

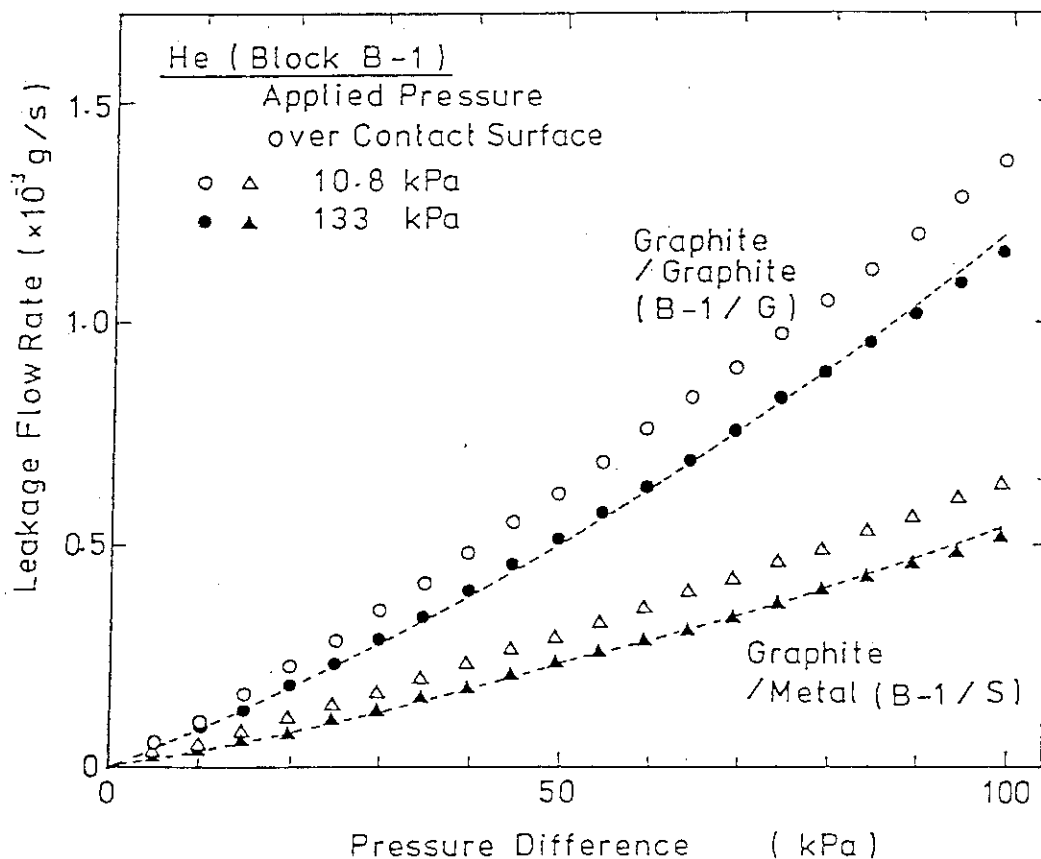


Fig.2 Leakage Flow Rate vs. Pressure Difference (Experimental results in helium gas)

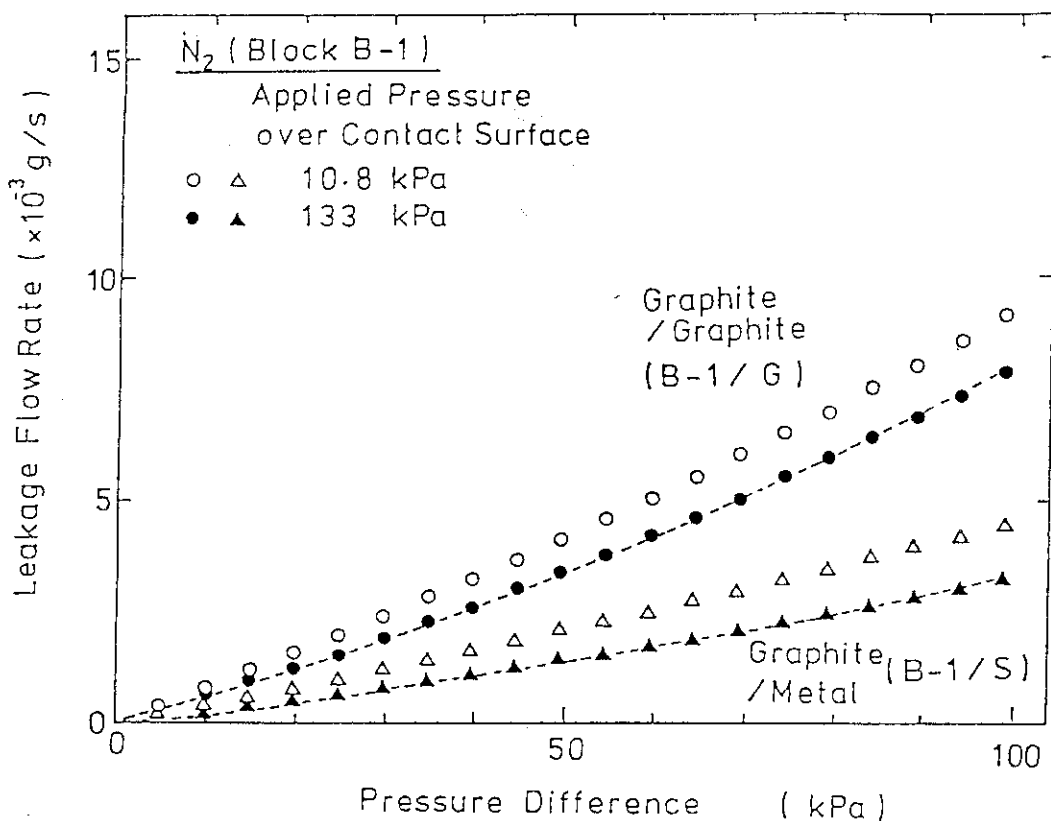


Fig.3 Leakage Flow Rate vs. Pressure Difference (Experimental results in nitrogen gas)

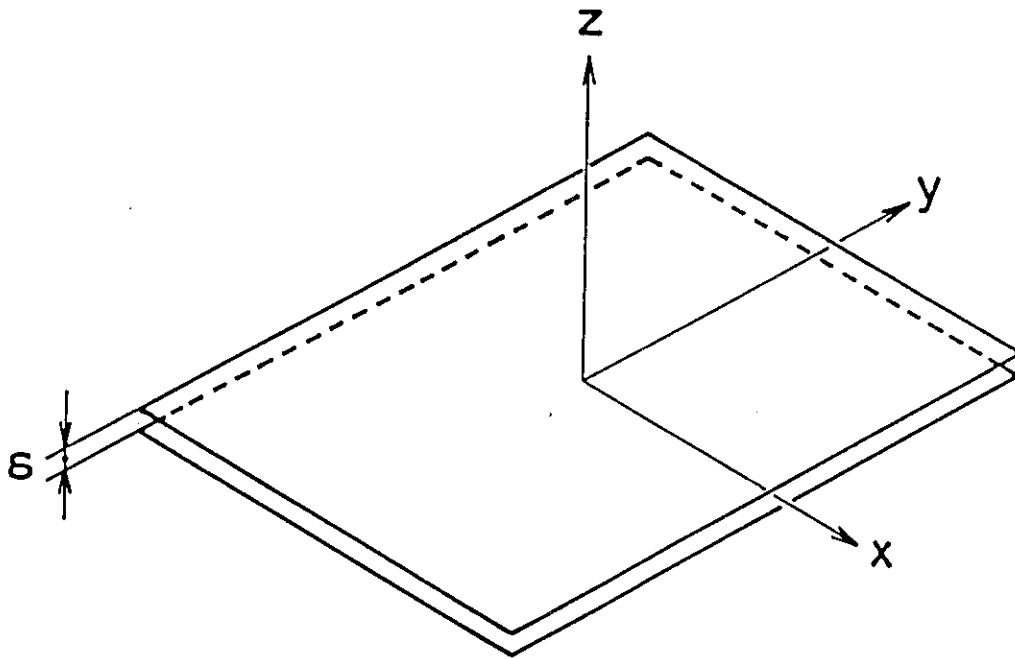


Fig.4 Parallel Plates Model

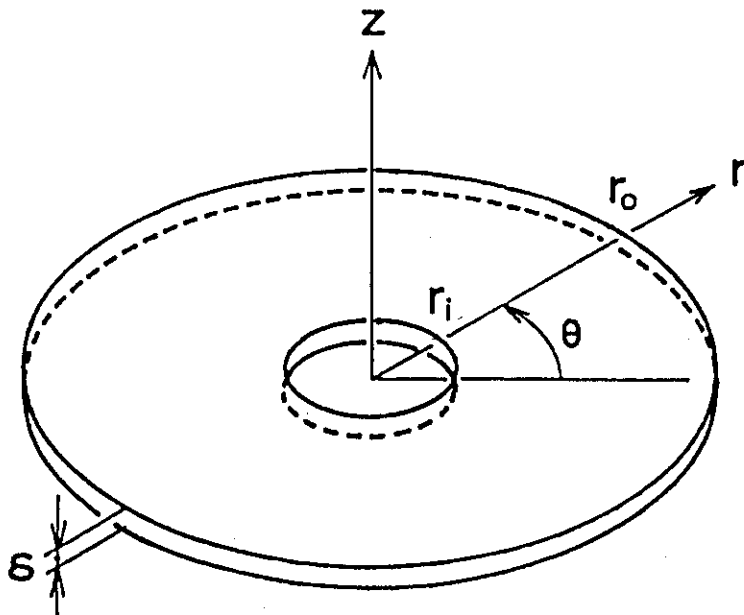


Fig.5 Circular Parallel Plates Model

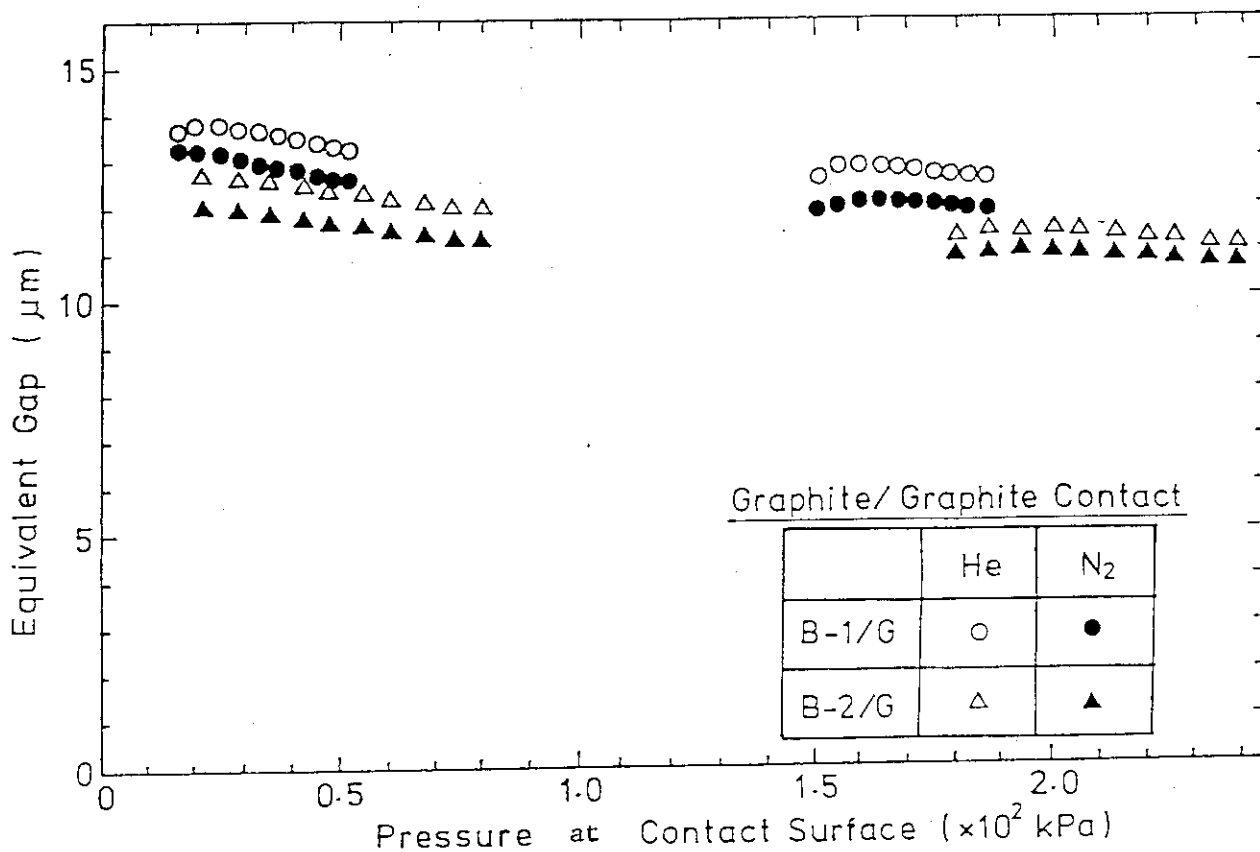


Fig.6 Equivalent Gap (Graphite/Graphite contact)

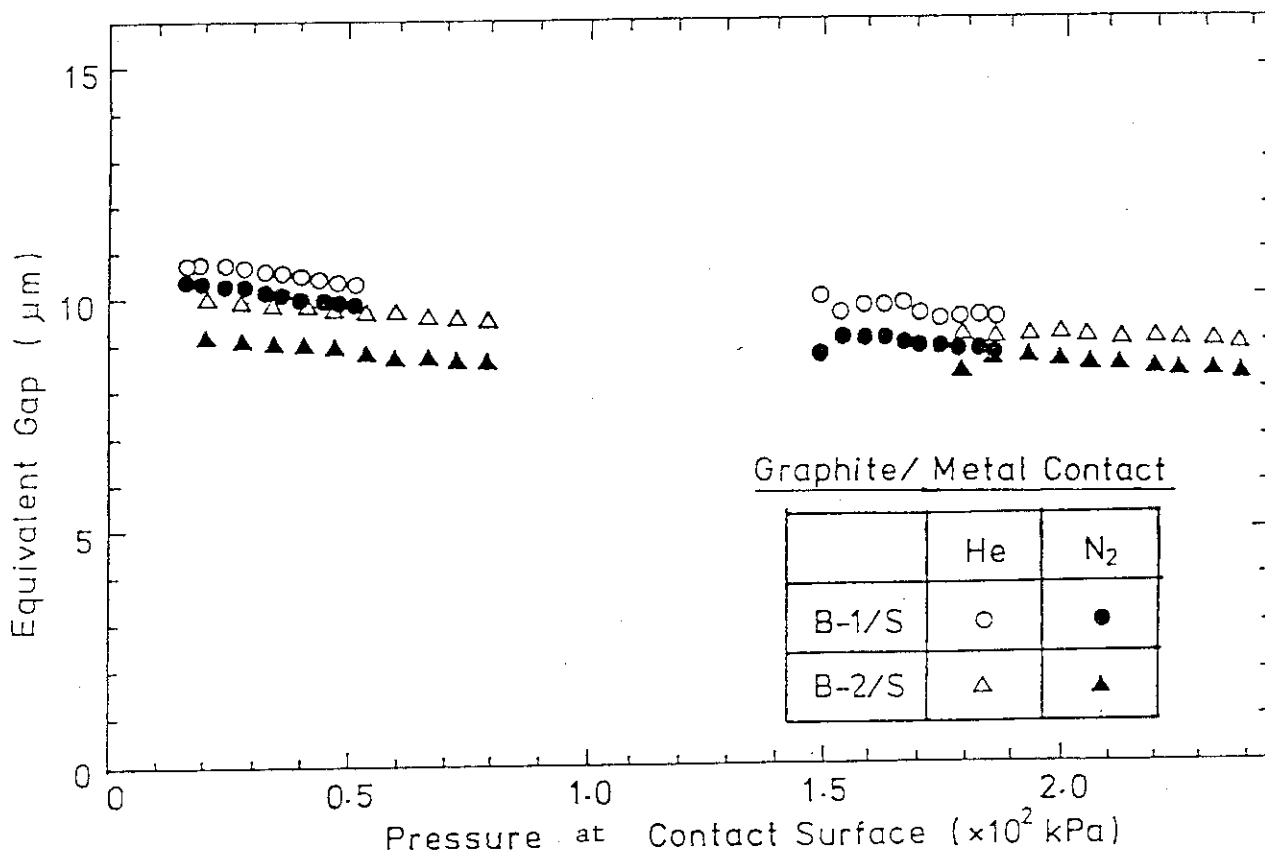


Fig.7 Equivalent Gap (Graphite/Metal contact)