静接触気密の気体漏洩法による研究

京大 教養 吉 田 清 史
京大 工 井 内 哲

The Study of the Gastightness of
the Statical Contact by Means of
the Leakage through it.

by
Seishi YOSHIDA.

(The Department of Chemistry. The School
of Liberal Arts, Kyoto Univ.)

Satoru IUCHI

The Department of Chemical Engineering,
The Faculty of Engineering, Kyoto Univ.

The gastightness of the contact interstice of polished surfaces of metal is studied by means of the leakage of an indicator gas through the interstice. The clearance of interstice δ , ranging ordinarily from 1 to 10μ , is narrowed by a load W , being increased from 0 to 1500 Kg/cm^2 step by step. The half of δ , ranging from 0.5 to 5μ , is the thickness of the outermost layer, which stands against our experiment, of the polished surface of metal. The estimation of δ on the diagram of $\log \delta$ versus W is accurate within several percents of the magnitude of δ in the case.

The polished layer of metal is in an expanded state, and is highly plastic. When such a layer is compressed, several similar modes of deformation start side by side in the layer, and end individually in the loading, while increasing compression. Accordingly the resulting figure of $\log \delta$ versus W usually consists of several segments of straight line. The excess of the energy is stored in the polished layer, being split into a spectrum, corresponding to the constituent deformations mentioned above. For example:

$\Delta F_a = 2.4 \times 10^{-5}$, $\Delta F_b = 2.2 \times 10^{-4}$, $\Delta F_c = 4.9 \times 10^{-4}$, $\Delta F_d = 3.83 \times 10^{-3} \text{ Cal/cm}^2$, and the sum $\sum \Delta F_i = 4.56 \times 10^{-3} \text{ Cal/cm}^2$. The last is estimated to be equivalent to 31.5 Cal/cc of the polished layer or to 4.1 Cal per gram of iron.

§ 1. 緒 論 気密という概念は実は独立しては成立つものではない。問題を静接触気密に限定しても、その本質は従来の伝統的考え方¹⁾²⁾³⁾を出で、漏洩と関連させてのみ理解できる。すなわち接触する2面を相互に押着ける圧力の増加とかあるいは両者を適当な荷重で押着けておいて相互に摺合せする角度の増大など、明瞭な原因によつて漏洩が次第に減少しその結果ついにある許容量以下に落ちるならば、その経過をも含めて科学的に気密とよぶことができる。工学的にも結局はこれを基準とすべきであろう。偶然の気密は信頼できぬ。過分に安全な気密は不経済である。本研究の実験法⁴⁾はこの考えにもとづいて工夫された。この研究方針と装置とはそのままパッキングの研究⁵⁾にあるいは多孔質材料の破壊試験などにも応用できる。金属研磨層が気密充填にあたえる状況は金属の物性論にとつても従来とは別な面からの知識であろう。

§ 2 装 置 Fig. 1は試験せんとする金属で作つた接触間隙の主要部であつて、下半は直径20mm 孔径3mm, したがつて接触端面は 3.07 cm^2 , つばの厚さは12mmである。上半は下半とはほぼ等形であるが孔は無く前者の蓋となる。各面は鉄の定盤上でウー

ボランダムをもつてできるだけ平坦に摺り、要すればさらにピッチ盤上で辯柄をもつて鏡面に磨く。それを速かに水洗乾燥して上下に重ね、上から荷重 W ($0 \sim 4500 \text{ Kg/cmf}$)をもつて押えておく。面に均等に分布するよう荷重にはとくに工夫をこらした。この状況で下の可撓性の金属細管 N から 10 atm ばかりの指示気体を圧入する。そこで間隙を洩れてくる指示気体を集めてビュレットに導き水面上で

Fig. 1

大気圧の下にその体積をはかる。室温を不変にたもち大気の変動を補償すれば毎時 0.1 cc にもたらぬ漏洩をも正確にはかれる。

§ 3 実験法原理 この漏洩孔の形を実験結果より推定すればFig. 1(B)のように内孔より半径方向に扇形にひらく極めて扁平な1ヶの裂口形隘道であるかまたはそれで代表しうるものであつて有効な漏洩孔が大小、多種そして多数共存する徴候は認められない。この換算漏洩隘道(以下たんに漏洩孔)の中心角を θ 、平均面間隔を δ 、接触面の外径を r_o 、内径を r_i とする。内圧 p_i 、外圧 p_o のもとでこの孔を洩れる指示気体の量を数式で表わすためにはそのときに可能な流れの形式、層流、分子流および遷移流の中の何れが実現しているかを実験せねばならぬ。それが仮に等温層流であつたならば漏洩量は内外圧力の自乗差に比例する。くわしくは:

$$(p \times v) = C_p \int_0^t (p_i^2 - p_o^2) dt \dots\dots\dots (1)$$

$$C_p (\text{漏洩係数}) \equiv \frac{\theta \delta^3}{24 \eta \ln(r_o/r_i)} \dots\dots\dots (2)$$

(1)の左辺は漏洩の実際の累積を(圧力×体積)で絶対単位で表わす。右辺の積分は漏洩流の形式でも確かめるために p_1 を人為的に変動させながら実験することに相応する。 C_p 中の η は指示気体の粘性係数であるから同一気体を使うかぎり C_p は漏洩孔の形($\text{Const}' \times \theta \delta^3 = \text{Const} \times \delta^4$)にのみ関しその荷重による切迫に敏感である。しかも C_p 、したがって δ のこの場合の変化は研磨層の中でも表面からの深さが $\delta/2$ にいたるまでの最表層部のみの圧縮に関し、実験によれば、それより深い地金部の変形には影響されていない。

実際には指示気体の圧力をさらに下げて遷移流および分子流範囲においても実験するのであるが今回は触れない。

さて実験的に漏洩流がたとえば層流なることを知るには(1)における $\int (p_1^2 - p_2^2) dt$ とこれに相当する実際の漏洩量($p \times v$)を両座標軸としてえられる測定点列の充分なる直線性を確かめればよい。各荷重における漏洩係数 C_p はこの直線の傾きより求められる。

§ 4 実測線図 Fig. 2 (A) (B)は何れも水銀したカーボランダム15分粒子で鏡面研磨された高速度鋼の面についての実験結果の中の2例である。縦軸 C_p は($\text{Atm} \times \text{cc}/\text{min}$)単位で表わされ、(2)における値の $1.013 \times 10^6 \times 60$ 倍に当る。もつとも対数に直してあるが。

実験に際しては荷重の階段的増加ののち15分間、装置をそのままの状態に放置し、すへての状態が落ち着くのを待つて測定を開始した。各荷重における漏洩の追跡には約1時間を当てた。すでに述べたように C_p は δ^4 に比例する。したがつて $\log C_p$ は $\log \delta$ に比例する。それゆゑ此図並びにのちに示す図は何れも($\log \delta \sim W$)線図と全く相似である。Fig. 2.は数本のほとんど完全に近い直線分の連鎖である。ここで円滑曲線の現われることもあるが機械的に研磨した面においては稀なのである。逆に電解研磨面においては通常円滑線が現われる。横軸である荷重 W の C_p の減少に対する、したがつて δ の圧縮に対する効果は W の小さな範囲では大きい、それが増大すれば小になる。さらに大荷重における大勢を知るには($\log C_p \sim W^n$)なる波点列を振分けにする直線を求めてこれを延長すればよい。ここに指数 n は実験的にきめるべきであるが、 $1/3$ あるいは $1/5$ なることが多い。この直線はここには描いてないけれども、これを($\log C_p \sim W$)座標に復元したものがFig. 2に破線で表わした円滑曲線である。線図の傾向より明かなように、実際に可能な荷重の範囲において荷重のみによつて絶体気密にいたることは一般にむづかしい。⁶⁾ 元来できの悪い面接触においては C_p は大きいのであるから、荷重 W の気密に対する効果は、 C_p をその $W=0$ における値より減少させる割合によつて評価すべきである。

Fig. 3は鉄の定盤上でカーボランダム15分粒子を以つて摺合せた高速度鋼の粗面についての実験結果である。この線図はFig. 2の鏡面の場合と同形式であるが荷重にはその4倍以上を要している。 $(\log C_p \sim W)$ 線図の折点の数は、鏡面粗面何れの場合においても通常は2である。鏡面の線図における第一折点は $60 \sim 80 \text{ Kg/cm}^2$ 、第二折点は $130 \sim 170 \text{ Kg/cm}^2$ などの範囲に、粗面の線図におけるそれぞれは、 $270 \sim 350 \text{ Kg/cm}^2$ 、 $700 \sim 830 \text{ Kg/cm}^2$ などの範囲にある。本研究でえた他の線図をもあわせ吟味すると、折点の数とそれらのW軸上の位置とは例えば鉄という材質の特性ではなく、仕上がった研磨面の状態の特性なのである。たとえ同じ材質を試料としてもその最初の状態を明確に規定できず、それを研磨加工した後の仕上りも一定の関係を以て規定できない。したかつて折点の現われる位置か上記のように相当の拡りを持ち、はなはだしい場合には後に記すように、折点の数さえもが2、3、4等、変つても不思議ではない。

つぎに圧縮実験の全経過の途中で荷重を小範囲に増減して研磨層の塑性を吟味した。Fig. 3のはほぼ水平な破線はその経過を示す。処女層は新荷重に依つてはほとんど即応して塑性変形しその後数時間には匍匐は認められない。然し一度ある荷重で圧縮された后にはそれ以下における荷重の変化に対しては概弾性的である。しかも新たな大荷重によつては新たに塑性変形が進行する。Fig. 3の最下の荷重通減の線図は上述の意味のはほぼ弾性的な回復線図であるが、広い範囲ではこれ自身がまた直線分の連鎖である。

§5 漏洩孔の寸法 Fig. 1にえがいた意味の換算漏洩孔の絶対寸法を求める理論的用意はあるか、これに必要な実験が面倒なので実行しなかつた。それで鏡面に研磨した試験面を光学平板で吟味した。その結果荷重 $W=0$ における扇形の中心角 θ の可能な角を通常 $5^\circ \sim 20^\circ$ なりと評定し、便宜上つねに 10° を採用することにした。 θ がこの範囲の何れてあつたとしてもその 10° との比は、 C_p の中では、立方根として δ に配合されるに過ぎぬ。それゆえ δ の近似値を知る目的は達せられるのである。実際にも δ の値の開きはこの配分によるよりも広い。しかも幾種かの重要な数値を求める算法ではこの誤差が自働的に消去されるからでもある。鏡面の間隙に対する C_p の代表的な実験値を絶対単位に書改め、これに $\theta = 10^\circ \equiv 0.175$ (ラジアン)を入れて隧道部の平均面間隔 $\delta = 3 \cdot \mu$ をえた。また粗面の間隙においては $\delta = 10 \cdot \mu$ を越える例もある。その半ば、すなわち $15 \sim 5 \cdot \mu$ は本研究で圧縮実験の対象となつている研磨面の片方の最表層の厚さである。 $(\log C_p \sim W)$ 線図より判断する

と、この圧縮経過はあたかも均一相のそれのようであるから純粋研磨層とみなしうる厚さは $\delta/2$ よりも小くはない。

この塑性層は漏洩間隙の荷重による閉塞に際して充填物の作用をなす。Fig. 2 (A)はこれが厚くて良く適合した場合を、(B)はそうでない場合を表わす。

§ 6 金金属研磨層圧縮の微細経過と新形式の変態の系列 この層に荷重を開始すると、層中には全く相似ではとんと完全に独立した数種の素変形が並行して始まり、荷重の単調増加の異なる値において順に完了する。Fig. 4における重つた楔形 a^4 , b^4 , c^4 , d^4 はこれを示す。

鉄の定盤上での摺りにおいてただ細かい粒子の研磨材を用いるのみでは ($\log C_p \sim W$) 線図は粗面の一般型と異りえない。しかし本実験でのもつとも細かいカーボンダムの60分粒子を用いて、少くとも、1時間摺合せると、Fig. 4 (A)および(B)の影線部の示すように、粗面の線図の始めにしばしば別種の変形に相当する直線分が現われる。すなわちこまやかな摺り、とくにピノチ盤での研磨は表面構造を完全に攪乱して均一体となし、その圧縮過程においてエ

ネルキー大にしかもその差の小さい変態をそれぞれに実現させる。この ($\log c_p \sim W$) 線図はマクロには、研磨層の圧縮されるにつれて種々の変態が現われては遷移してゆく系列とも解される。しかし Fig. 4 における楔形の作図はこれら見掛けの変態相互の内部的関係への洞察である。これら従来知られていなかった新形式の変態とその遷移とてあることは明かである。

つぎに上掲の線図の節点において隣接する曲型的直線分の突然の方向変換からこの実験状況における漏洩孔かややもすれば疑われるような、梨地面を重ねたためにできた、無数の迷路と同一でないことかわかる。すなわち後者の支柱たる無数の、高低さまさまの微小な畝と突起とは、対面間の圧力によって、揃つてではなく、各個に圧縮される。したかつて外部から加えた荷重の同一の値でこれら支柱の全部が同時に遷移するとは考えられぬからである。おそらくこれらは Fig. 2, 3, 4 における ($\log c_p \sim W$) 線図が明瞭に形成されるようになるまでの小荷重範囲ですでに圧縮され、迷路は本実験における指示気体の圧力差では、事実上通過されないほど狭かつ複雑になっているのであろう。小突起の基底部を連ねる研磨面の上層部は各突起に区々に掛る負荷を自身の広さの方向に均等に分配し、それによつてさらに深い層は、圧縮の始終にわたつて、均一相のように挙動しうるのであろう。したかつて Fig. 1 に示したのは何か他の起源による間隙であらう。

§ 7 金属研磨面の自由エネルギーのスペクトル様配分について § 3.(2)における漏洩件数 C_p が δ^4 に比例するから、Fig. 4 (A)における C_p の成分縮小係数をそれぞれ a^4 , b^4 , c^4 及び d^4 とし、最高荷重における C_p をかりに $c_{p\infty}$ で表わすならば：

$$c_p = c_{p\infty} a^4 b^4 c^4 d^4 \dots\dots\dots(3)$$

また c_p より定数を除いて四乗根を求めれば：

$$\delta = \delta_{\infty} a b c d \dots\dots\dots(4)$$

ここに δ_{∞} は $c_{p\infty}$ に相応する。

$\log c_p$ の内容を実測線に相当させると結局は δ の内容を決定することかてきる。すなわち

$$\begin{aligned} \delta &= \delta_{\infty} \left(a_0 e^{-\frac{\ln a_0}{w_1} w} \right) \left(b_0 e^{-\frac{\ln b_0}{w_2} w} \right) \left(c_0 e^{-\frac{\ln c_0}{w_3} w} \right) \left(d_0 e^{-\frac{\ln d_0}{w_4} w} \right) \\ &\equiv \delta_{\infty} \left(a_0 a_0^{-\frac{w}{w_1}} \right) \left(b_0 b_0^{-\frac{w}{w_2}} \right) \left(c_0 c_0^{-\frac{w}{w_3}} \right) \left(d_0 d_0^{-\frac{w}{w_4}} \right) \\ &\equiv \delta_{\infty} a_0^{\left(1-\frac{w}{w_1}\right)} b_0^{\left(1-\frac{w}{w_2}\right)} c_0^{\left(1-\frac{w}{w_3}\right)} d_0^{\left(1-\frac{w}{w_4}\right)} \dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここに a_0 , b_0 , c_0 および d_0 はそれぞれ a , b , c および d の $W=0$ における値である。
 a , b , c , d , 等各因子は夫々変形の内部素機構に相応し、荷重と同時に一齊に減小し始めるが、 a 因子は荷重 w_1 において、 b , c , および d 因子はそれぞれ w_2 , w_3 , および w_4 において順に 1 に収斂し、その後は不変となる。

δ と w との関係が明確になったので Fig. 2, 3, 4 の何れについてでも研磨層の自由エネルギー変化を算出することができる。

$$\delta dw = (1 \times 1 \times \delta) \times d \left(\frac{F}{cm^2} \right) = v dp = dW - (6)$$

Fig. 4(A) を吟味した結果のみを記すと：

$$\frac{1}{2} \delta_{\infty} = 1.07 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$a_0 = 1.30 \quad b_0 = 1.44 \quad c_0 = 1.485 \quad d_0 = 1.34$$

$$w_1 = 150 \quad w_2 = 250 \quad w_3 = 700 \quad w_4 = 1300 \text{ Kg}$$

したがって a 素機構に関しては：

$$\Delta F_a = \int_0^{w_1} \delta_{\infty} a b c d dw - \int_0^{w_1} \delta_{\infty} b c d dw = 2.4 \times 10^{-5} \text{ col/cm}^2,$$

$$\Delta F_b = \int_0^{w_2} \delta_{\infty} b c d dw - \int_0^{w_2} \delta_{\infty} c d dw = 2.2 \times 10^{-4} \text{ col/cm}^2$$

$$\Delta F_c = 4.9 \times 10^{-4} \text{ col/cm}^2$$

$$\Delta F_d = 3.83 \times 10^{-3} \text{ col/cm}^2$$

$$\Sigma \Delta F_i = 4.56 \times 10^{-3} \text{ col/cm}^2$$

もし研磨層が圧縮されて通常の鉄に帰した厚さを $(\delta/2) \times d_0 = 1.43 \times 10^{-4} \text{ cm}$ なりと仮定すると

$$\Sigma \Delta F_i = \frac{4.56 \times 10^{-3}}{1.43 \times 10^{-4}} = 31.8 \text{ col/cc}$$

である。この値においては § 5 の始めに仮定した θ の不確しさは消去されている。

つぎに鉄の比重として 7.8 を採ると、

$$\Sigma \Delta F_i = \frac{31.8}{7.8} = 4.0 \text{ col/g} \text{ である。}$$

なお自由エネルギーの平均分布函数は $\delta_0 e^{-\frac{A}{4} w^n}$ であつて、 δ_0 は $w=0$ における δ

である。Aとnとは研磨面の仕上りの特性であつて、§4の始め近くに於てた($\log c_p \sim w^n$) 概直線より定まる。

なおΔE, ΔHは間接値であるからここでは触れない。

本研究は拾余年前工学部化学機械学教室に筆者が在職した頃に開始された。同教室へは総ての意味で感謝する。本研究に当つた人々は稲本渡、柴田文彦君等を始めとする延べ拾数名の人々である。

1) K. Trutnovsky V.D.I. 84(1940)277

2) 末沢 内田 高圧瓦斯協会誌 vol.10 p.61 (昭和21年)

3) 吉江、他 高等機械設計(圧力容器) p.66

4) 吉田、稲本、井内工学研究 第12輯 p.175 (昭和24年京大)

5) (カニセ) 蟹瀬、山下 高圧瓦斯協会誌 vol.15 p.269 (昭和26年)

〃、〃 同 上 vol.16 p.2 (昭和27)

6) 摺合せ気密の研究も何処かで改めて報告する。