

1. はじめに

圧力容器の減圧を行う安全弁や逃し弁は、ボイラーや原子炉にとって最も大事な機器として認められている。2011年に起こった福島第一原発事故においては、安全弁からの放出流量が過酷事故の進展やそれに対応した非常時操作に大きな影響を与えた。苛酷事故によって上昇した格納容器圧力が安全弁の開動作を阻害し、部分的な開によって放出流量が減少してしまっ

た。一般的な揚程式安全弁や部分開になった全量式安全弁(Fullbore)弁からの放出流量は、ディスクと弁座の間の最小流路に形成される縮流によって制限される。放出流量は、この縮流と流れの非平衡に大きく影響される。Osakabeら(1996)は、蒸気表の近似式を用いた非平衡フラッシングモデルを提案し、安全弁での実験と比較した。Schmidt(2007)は、ヨーロッパで行われた多くのバルブ実験データを用いて、フラッシングモデルで用いられる非平衡パラメーターを求めた。このモデルが国際標準であるISO(2008)および日本のJIS(2013)における安全弁規制相関式として採用された。最近、Kitagawaら(2014)は、近似式ではなく蒸気表を直接用いた非平衡モデルと実験との詳細な比較を行っている。

しかし、安全弁の最狭部を通過する縮流・拡大フラッシング流れの詳細は、複雑な縮流形成と非平衡挙動によって良く理解されていない。このため、安全弁を模擬した単純なディスクと弁座を通過する相変化を伴わない単相流での放出流量を測った。縮流挙動の理解は大変重要であるが、最小流路部直後の半径方向の急拡大によって明瞭な可視化が難しい。ディスクと弁座における急激な流れの変化が、非平衡現象を促進させる可能性も示唆される。今回提案する圧縮性流体の放出モデルでは、最小流路部での縮流変化の代わりに、拡大遅れを導入した。

安全弁や逃し弁が開いたとき、流れはディスクと弁座の間を通過して放出される。図1に示したように流れが制限されるディスクと弁座の間の最小流路を、カーテン面積と呼ぶ。カーテン面積 A は、次のように定義される。

$$A = Ld\pi \quad (1)$$

ここで L は弁リフト、 d は弁座口径。弁座は、弁閉時に弁ノズル端がディスクと接触する部分である。放出流量は、弁リフト L が $d/4$ より小さい場合にはカーテン面積によって制限される。さらに、放出流量はカーテン面積で計算される値よりも、縮流によって小さくなる。縮流は弁リフトおよび弁座形状に

大きく影響される(Chiba et al., 2012)。

この縮流現象は、オリフィスを通過する流れでも見られる(Hirahara, 1989)。一般的に薄刃オリフィスを通過する亜音速流れでは、流量は穴面積である最小流路面積で計算される値の約60%になる。このため実際の薄刃オリフィスでは、放出流量係数約0.6が流量計算に用いられる。ところが、厚刃オリフィスでは縮流が緩和され、放出流量係数は0.6よりも大きくなる。

オリフィスでは最小面積部を通過した流体は慣性力で縮流するが、ディスク・弁座絞り機構では最小面積部直後に流れが半径方向に急拡大していく。しかし、ディスク・弁座絞り機構においても、弁座が短い場合には放出係数が約0.6であったが、弁座が長くなると厚刃オリフィスのように係数は0.6よりも大きくなった(Chiba et al., 2012)。さらに圧縮性流体の場合、急激な流れ方向変化がディスク・弁座絞り機構における非平衡現象を促進する可能性もある。

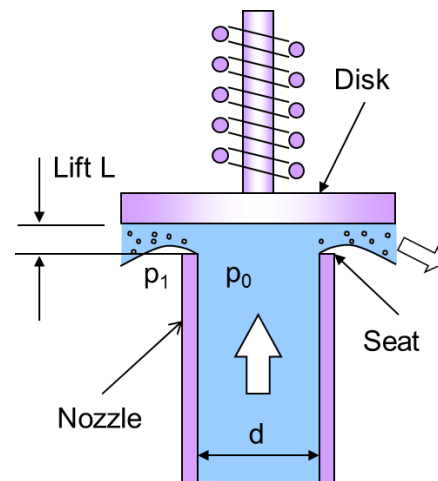


図1 ディスク・弁座絞り機構

絞り部にサブクール水や二相流が流れる場合は、相変化を伴うため現象はもっと複雑になる。相変化を伴う流れは、縮流だけではなく複雑な臨界流現象に影響される。臨界流現象は液相流れでは通常生じない。さらに、臨界流量は、沸騰遅れとして知られている非平衡現象によって大きく影響される。

これまでサブクール水のフラッシング流量を予測するために、相変化のない液体で得られた放出流量係数が用いられた(Osakabe et al. 1996)。国際規格であるISO(2008)は、入り口サブクール水では放出係数0.65を用いることが推奨されている。臨界状態の放出係数がそうでない場合に比較して大きいこともあ

り、入り口二相流に関しては液体流れよりも高い放出係数が推奨されている。米国石油協会 API (2000) では、入口液体では放出係数 0.65、入口二相流では 0.8 が推奨されている。ここで強調しておきたいのは、ディスク・弁座絞り機構における非平衡と縮流現象は完全には理解されていないことである。ディスク・弁座絞り機構では、オリフィスと異なり、絞り部の直後に流れが半径方向に急拡大する。さらに理解を進めるためには、相変化のない单相流を用いて、明確な境界条件の下での放出実験を行うことが重要と考え本研究を行った。

2. 実験装置および方法

図 2 に示したのが実験装置概念図である。水がタンクから試験部に制御弁を通過した後に供給される。制御弁での減圧が飽和圧力を下まわる場合にはフラッシングが発生し二相流が試験部に供給される。二相流のクオリティは、制御弁前後でエンタルピー一定という条件で計算を行うことが可能である。タンクは蒸気ボイラーと空気圧縮機に接続され、0.6 MPa まで加圧可能である。試験部を通過する水流量は、誤差 $\pm 0.5\%$ の電磁流量計によって計測される。この流量計は、制御弁の上流にありフラッシングの影響を受けない。水流量が低い場合には、誤差 $\pm 3\%$ の渦流量計が用いられる。空気流量は誤差 $\pm 2\%$ の熱線流量計によって計測することができる。各場所の圧力は、 ± 1.25 Pa の圧力計により計測する。各温度測定には、外形 1mm の T-type シース熱電対が用いられた。タンクには放出流量を確認するための水位計も装備した。

縮流現象は、弁リフトと弁座形状に大きく影響される。安全弁に対する単純モデルとして、弁座長さが短い (1mm) と長い (10mm) 直管ノズルを用いた。この直管ノズルは、内径が一定である。試験部は、図 3 に示したような直管ノズルとディスクによって構成される単純なディスク・弁座絞り機構である。ノズル内径および外径は、それぞれ 10 および 30 mm である。熱電対および圧力計をカーテン面積部直前に設置した。計測した温度および圧力は、放出流量および放出係数を求めるために用いられた。カーテン面積部の外側は大気解放である。弁座とディスク間の弁リフトは、隙間ゲージまたはレーザー変位計によって計測した。本実験では、最小流路部がカーテン面積部に存在する弁リフト 0.3 から 2.5 mm の間とした。ディスク材質は、真鍮またはディスク裏側からの可視化が可能な透明パイレックスガラスを用いた。

実際の弁では、ノズル内径は一定ではないことが多い。高い放出係数を得るために、内径の変化は経験的に決められる。図 4 は実際の安全弁で用いられているノズル形状である。直管ノズルのカーテン面

積部では流れが急激に縮小するが、内径が一定ではない実際ノズルでは徐々に縮小する。実際のノズルでは、カーテン面積部の上流に特別な縮流部がある。この縮流部がカーテン面積部における縮流を緩和することに貢献する。

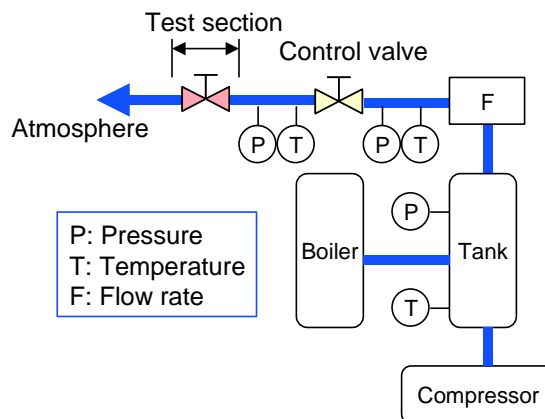


図 2 実験装置

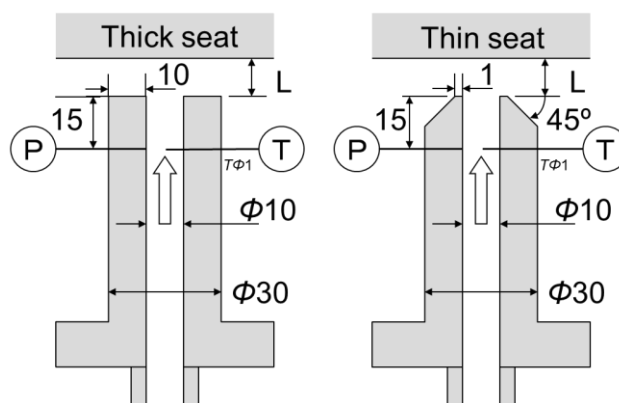
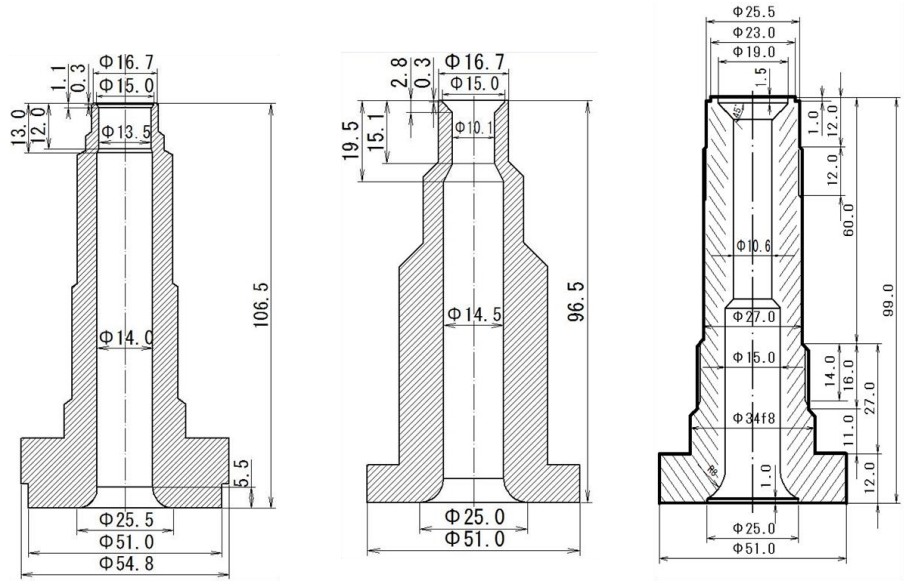


図 3 直管ノズル試験部

ノズル内部縮流率が、大、中および小の 3 種類のノズルを用いた。大きな縮流率ノズルの弁座口径 d_0 は 19 mm、中および小縮流率ノズル弁座口径は 15mm である。ノズル縮流部から弁座口径への拡大率は、大縮流ノズルでは 1.79、中縮流ノズルでは 1.49 そして小縮流ノズルでは 1.11 である。弁座長さは、高縮流ノズルでは 2mm、中および小縮流ノズルでは 0.85mm である。

本研究の单相放出実験では、水および空気温度は約 20°C とし、弁入口圧力は 0.1 から 0.6 MPa とした。基本的に入口圧力を段階的に増加させ、放出挙動をビデオカメラで記録した。撮影は、側面および透明ディスク裏側から行った。裏側からの撮影では、カーテン面積部付近のキャビテーションや流れパターンが識別できることが期待される。



Low contraction(ratio of 1.11) Middle contraction(ratio of 1.49) Large contraction (ratio of 1.79)

図4 実際ノズル

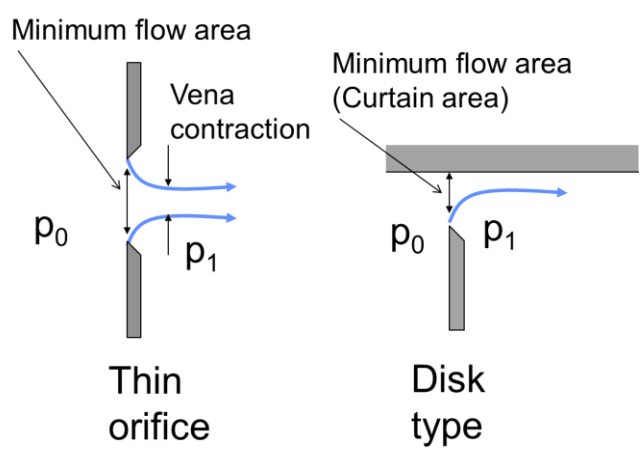


図5 最小流路面積と縮流

3. 放出流モデル

図5はオリフィスとディスク・弁座絞り機構における最小流路面積と縮流の概念である。オリフィスでは最小流路面積部を通過した流れは、慣性力で縮流部に向けて減圧をしながらさらに加速していく。流量は、この最小流路面積部の下流にある縮流部が出口圧力であるとみなして計算される。実際の質量流束は、縮流部面積の最小流路面積に対する比である放出係数 c_v をかけて求める。亜音速の比較的低速の圧縮性流体では、放出係数は非圧縮性流体とほぼ同じと考えられる。ところが、最小流路部で音速になると、流れは縮流によって加速できなくなる。よって流量は臨界圧力になった最小流路部で制限され縮流は消滅する。オリフィス流れに関する従来の研究は、この縮流の消滅を示している(Hirahara, 1989)。

ディスク・弁座絞り機構においては、縮流部を観

測することは困難であるが、流量計測から存在すると思われる。この体系では、カーテン面積部と呼ばれる最小流路部の直下流で急激な半径方向の流路面積拡大が起こるため最小流路面積の確認が困難である。この急激な流路拡大が、膨張遅れ等の非平衡現象を促進するとも考えられる。本研究のモデルでは、縮流比を変化させる代わりに膨張遅れを導入した。

カーテン面積部における質量流束は、放出係数 c_v と、弁入口出口のエンタルピー差 Δh によって

$$G = c_v \sqrt{2\Delta h} / v_1 \tag{2}$$

ここで v_1 は弁出口の比容積である。等エントロピー変化を仮定すると、エンタルピー差は次の比容積の積分によって表すことができる。

$$\Delta h = - \int_{p_0}^{p_1} v dp \tag{3}$$

液体のような非圧縮性であるとき、比容積は入口比容積 v_0 で一定であり、積分は下記のように単純になる。

$$\Delta h = v_0 (p_0 - p_1) \tag{4}$$

よって無次元質量流束は

$$G^* = \frac{G}{\sqrt{p_0/v_0}} = c_v [2(1-\eta_1)]^{1/2} \quad (5)$$

ここで η_1 は以下で定義される圧力比である。

$$\eta_1 = p_1 / p_0 \quad (6)$$

一方、ガスのような圧縮性流体で膨張遅れが存在する場合、比容積 v は膨張遅れ係数 N を用いて以下のように表される。

$$v = Nv_e + (1-N)v_0 \quad (7)$$

ここで v_e は平衡状態における比容積であり、 v_0 は入口の比容積である。この非平衡の考え方は、従来の非平衡モデル(osakabe et al., 1996) および、それを採用した ISO 規制式(2008)においても採用されている。等エントロピー変化を仮定すると

$$pv_e^\kappa = const. = p_0v_0^\kappa \quad (8)$$

式(3) は

$$\Delta h = Nv_0p_0 \frac{1}{1-1/\kappa} (1-\eta_1^{1-1/\kappa}) + (1-N)v_0p_0(1-\eta_1) \quad (9)$$

出口の比容積である

$$v_1 = Nv_0 \left(\frac{1}{\eta_1} \right)^{1/\kappa} + (1-N)v_0 \quad (10)$$

および(9)を式(2)に用いると、無次元質量流束は

$$G^* = \frac{c_v \sqrt{2}}{N(1/\eta_1)^{1/\kappa} + 1 - N} \times \left[N \frac{1}{1-1/\kappa} (1-\eta_1^{1-1/\kappa}) + (1-N)(1-\eta_1) \right]^{1/2} \quad (11)$$

式(11)において $N=1$ とすると圧縮性流体の式になり、 $N=0$ とすると非圧縮性流体の式となり式(5)と一致する。式(11)の大かっこ内の第一番目は、圧縮性流体項であり、第二番目は非圧縮性流体項である。

4. 実験結果

4.1 直管ノズル

式(5) は、非圧縮性流体に関するベルヌーイ (Bernoulli) 式である。図 6 に示したのは、直管ノズルにおける水の放出係数 c_v と弁入口出口圧力差 $\Delta p (=p_0-p_1)$ の関係である。放出係数 c_v は式(5)で求めた。一点鎖線は、薄刃オリフィスの放出係数 $c_v=0.61$ である。短い弁座長さ (1mm) では、弁リフト 0.3 から 2.5mm におけるすべてのデータは $c_v=0.61$ とよく一致する。弁座長さが短い場合には、薄刃オリフィスと同じような縮流が発生していると考えられる。

一方、圧力差が比較的小さい場合、弁座長さが長い (10mm) の場合で、弁リフトが 1mm 以下の放出係数は 0.61 よりも大きい。図 6 に示したように、これらの係数は圧力差の増大とともに緩やかに減少し、圧力差がある値を超えると係数が突然 0.61 になる。この突然の低下は、縮流の変化によると考えられる。放出流量が弁座形状に影響を受けるのは明らかである。

長い弁座長さで放出係数が突然 $c_v=0.61$ に低下する圧力差は、弁リフトが小さいほど大きい。弁リフトが小さいほど、短い弁座のような縮流を形成するために大きな圧力差、すなわち大きな速度を必要とする。弁リフトが 2.5mm と大きな場合には、常に短い弁座と同じ $c_v=0.61$ となる。

弁リフトに比べて弁座が長い場合のみ、放出係数が大きな ($c_v > 0.61$) 流れ場が存在することが明らかとなった。

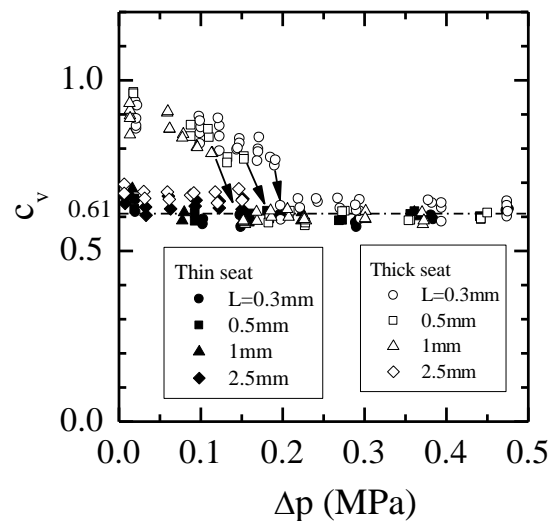
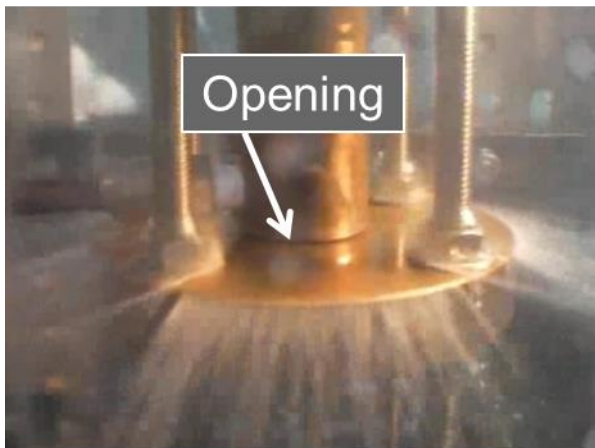


図 6 圧力と放出係数の関係



$c_v > 0.61$

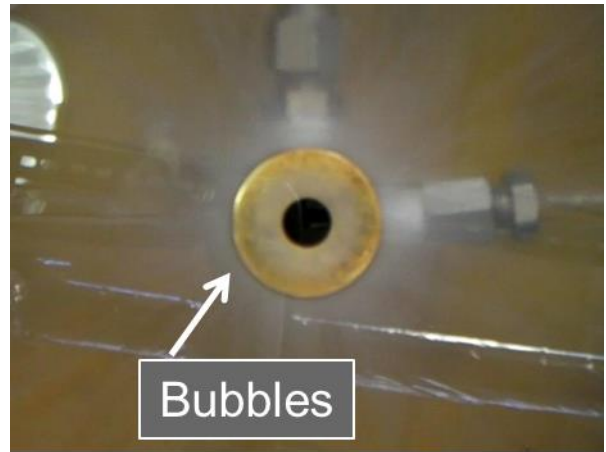


$c_v = 0.61$

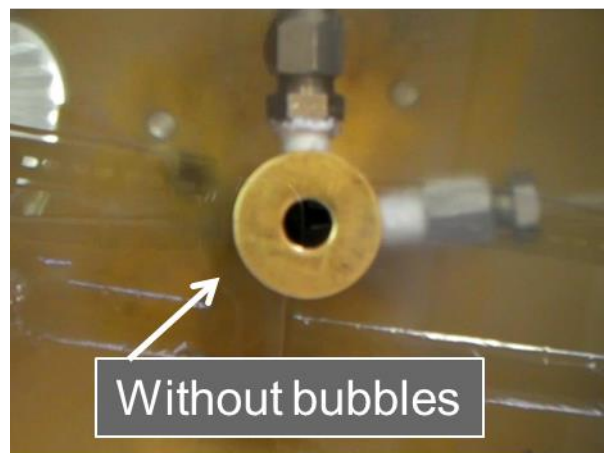
図 7 側面から観察した長い弁座での放出状況
($L=1.0\text{mm}$)

放出係数の突然の低下は、弁座長さが長い場合だけに発生した。この低下時の流れの挙動を側面から観察した。流量が比較的大きい時に明瞭な観察ができなかったので、試験部を上下さかさまにした。弁座長さが長く弁リフト 1mm での流れ挙動を図 7 に示す。急激な低下前 ($c_v > 0.61$) には、弁座とディスク間の隙間が図 7 上の写真にはみられない。隙間は放出される水によって満たされている。放出係数 c_v が 0.61 に低下すると、下側写真のように隙間が確認され、ディスクと弁座間が満たされていないのが確認できる。

同じ弁リフト 1mm で、透明ディスクを用いて放出係数低下時の挙動を裏側から観察した。圧力差が小さい場合には、図 8 上の写真に見られるような白い環状模様が見られる。この白い環状模様が見られるときにはキャビテーションによると考えられるノ



$c_v > 0.61$



$c_v = 0.61$

図 8 裏面から観察した長い弁座での放出状況
($L=1.0\text{mm}$)

イズ音が聞こえた。さらに圧力差を増加させると、放出係数が突然低下し、白い環状模様やノイズ音が消えた。図 8 の下写真に見られるように弁座が明瞭に観察されるようになり、ディスクと弁座の間には薄い液膜が流れていることが示唆された。

ところが、図 6 に示したように、弁座長さが短い場合には放出係数の突然の低下はなかった。流れの観察においても、弁座長さが長い場合に見られた変化は観測されなかった。弁座長さが短く弁リフトが最小の 0.3mm の観察結果を図 9 に示した。図 9 上写真は側面から、下写真は裏面からの観察である。上写真に示したように、薄い液膜が常に放出された。下のディスク裏側からの写真に見られるように、液膜表面には複数の細かいリブレットが見られた。

弁座長さが短くても長くても、弁リフト 2.5mm にするとディスクと弁座の間に常に隙間が見られ、突然の放出係数の低下もなかった。長い弁座で弁リフ

ト 2.5mm の放出係数も約 0.61 であった。弁座長さが弁リフトに比べて短い場合には、縮流現象は短い弁座の場合と同じであることが示唆される。逆に、弁座長さが弁リフトの 4 倍以上になると、ディスクと弁座の間が水で満たされ、放出係数が大きくなる可能性がある。

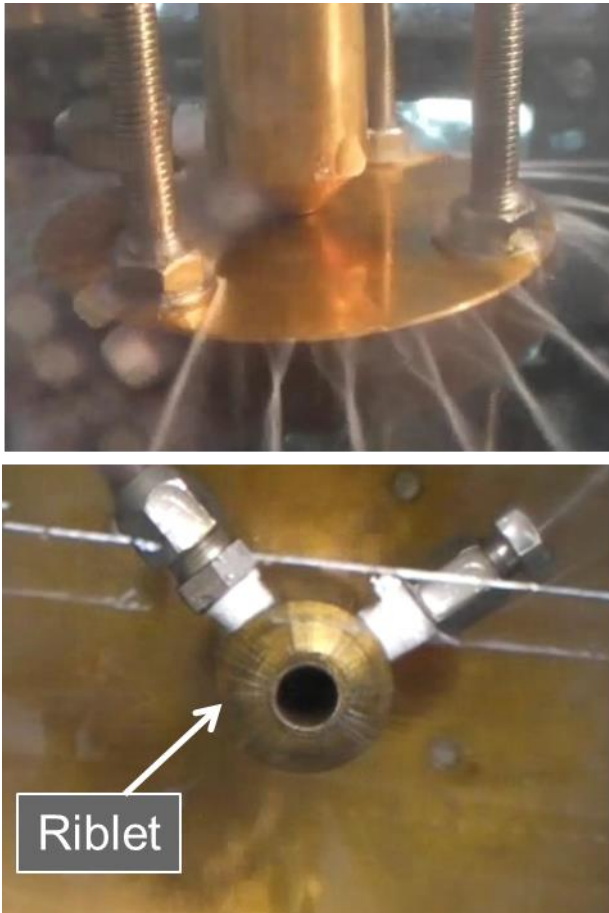


図 9 短い弁座での放出挙動(L=0.3mm)

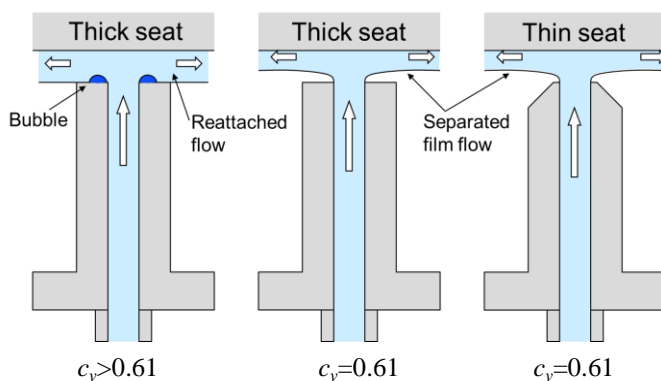


図 10 放出状況の概念図

放出流量はカーテン面積で計算した値よりも縮流によって小さくなる。この縮流は弁リフトと弁座形状に大きく影響される。長い弁座で圧力差が小さい場合、これまでの観察結果により、図 10 左に示したように縮流後の流れが弁座に再付着していることが示唆される。この再付着によってカーテン面積部直後に死水域 (separation bubble) が存在する。この領域では、出口圧力である大気圧よりも圧力が低下し、キャビテーションが発生すると考えられる。キャビテーションは、図 8 上の写真のような白い環状模様として認識される。ここで強調しておきたいのは、発生した大気圧以下の低圧によって放出係数が 0.61 よりも大きくなっていることである。

長い弁座でも弁リフトが大きい場合には、再付着が抑制され死水域の形成が行われなくなる。ディスクと弁座の間は水で満たされなくなり、図 10 中央に示したような液膜が形成される。小さい弁リフトでも差圧を大きくすると流速が大きくなるので再付着が抑制される。液膜が形成される場合、カーテン面積部直後の圧力は大気圧になり、キャビテーションは観察されなくなる。

弁座が短い場合には、図 10 右に示したように再付着および死水域の形成が阻害される。この場合にもカーテン面積部直後の圧力は大気圧になり、キャビテーションは観察されなくなる。液膜表面には複数の細かいリブレットが見られるが、このメカニズムは後述する。

図 11 は、短い弁座での空気の放出係数 c_v と圧力比 η_l の関係である。放出係数は、弁リフト 0.5 から 1.2 mm について 2 種類の方法で計算した。黒記号は式 (11)において $N=0$ として、白記号は $N=1$ として得たものである。前者は非圧縮性流体として、後者は圧縮性流体として計算されたものである。ただし、圧縮性流体としての計算では、臨界圧力比 0.528 以下の領域では臨界無次元質量流束 0.684 を用いて計算をした。これらの値は、平衡状態の圧縮性流体の理論値である。

圧縮性流体を仮定した計算では、放出係数は圧力比の減少とともに徐々に増加し、低い圧力比では 1 になる。この放出係数は、最小流路面積に対する縮流部面積に等しいと考えられる。縮流面積を調べることは重要であるが、最小面積部直後の急激な半径方向への流路拡大によって実際には難しい。一方、非圧縮性流体を仮定した係数は、ほぼ 0.65 で一定となっている。ディスク・弁座絞り機構を通過する空気質量流量は、水のような非圧縮性流体と同様に記述できることは興味深い。

ISO 規制式(2008)では、ガスの安全弁放出係数は、液体よりも大きいとされている。図 11 に示したように圧縮性流体として計算すれば、液体よりも大きくなることは明白である。しかし、非圧縮性流体の式

を用いれば、ほぼ液体と同程度の放出係数となる。

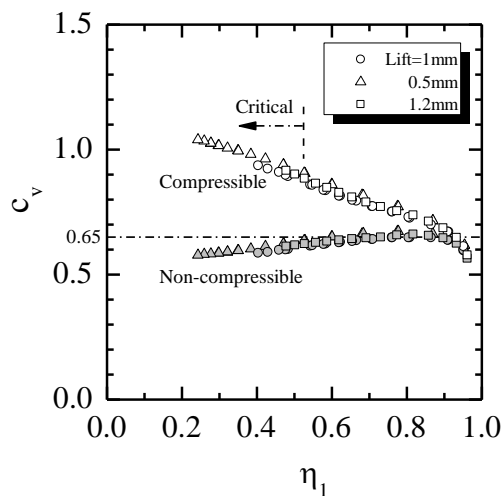


図 11 空気の放出係数

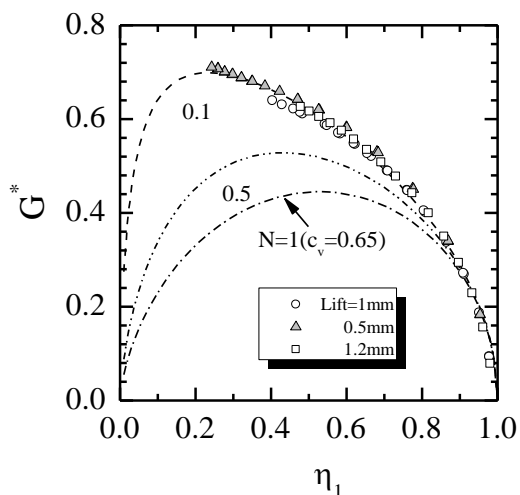


図 12 無次元質量流束と圧力比の関係

図 12 に示したのは、短い弁座で弁リフト 0.5 から 1.2 mm の条件での無次元質量流束 G^* と圧力比 η_1 の関係である。図中の線は、放出係数 c_v を 0.65 とし、非平衡度 N を 1 から 0.1 とした式(11)である。式(11)で膨張遅れを表す N を減少させると、最大質量流束は増加し、最大値に対応した圧力比は減少する。すべての弁リフトでの実験値は、 $N=0.1$ とした予測とよく一致した。非圧縮性流体である空気流量は、水の場合とほぼ同じ放出係数 $c_v=0.65$ と一定の $N=0.1$ で表すことができた。放出係数は、縮流面積比とほぼ等しいと仮定すれば、今回のモデルでは、縮流係数の変化を膨張遅れ係数を使って表したとも考えられる。

4.2 実際ノズル

これまでの直管ノズルでは、放出流体が突然カーテン面積部で半径方向への急激な面積拡大部に入っていく。一方、実際ノズルではノズル内部絞りの存在によって徐々にカーテン面積部に向かって絞られていく。図 13 は、直管ノズルと実際ノズルの流れの概念図である。実際ノズルの内部絞りが、カーテン面積部への急激な絞りを緩和する。この緩和は、縮流現象も緩和すると期待される。

図 14 は、弁リフト 1mm における実際ノズルでの水放出係数 c_v と圧力差 $\Delta p (=p_0-p_1)$ の関係である。短い弁座での直管ノズルも比較のために示した。放出係数 c_v は式(5)で求めた。直管ノズルよりも内部絞りのある実際ノズルのほうが、放出係数が大きい、また、より高い放出係数が、より高い内部絞りのノズルで得られていることがわかる。

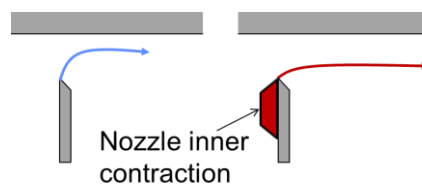


図 13 縮流の制御

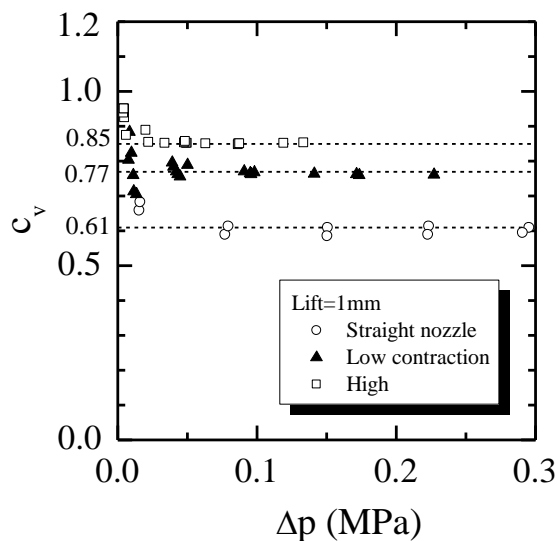


図 14 実際ノズルでの水の放出係数 ($L=1\text{mm}$)

図 15 は、弁リフト 0.5mm における実際ノズルでの水放出係数 c_v と圧力差 $\Delta p (=p_0-p_1)$ の関係である。この場合にも、直管ノズルよりも内部絞りのある実際ノズルのほうが放出係数が大きい、また、より高い放出係数が、より高い内部絞りのノズルで得られていることがわかる。一番大きな内部絞りのノズルでは、弁座の長い直管ノズルで観察されたような突然の放出係数低下が見られた。直管ノズルでは、弁座

長さが弁リフトの4倍以上になると再付着が起こる可能性があることが示唆されたが、この場合にも弁座長さが弁リフトの4倍であり、再付着状態から液膜流への遷移が示唆される。また、再付着がない状態であれば、弁リフトが0.5および1mmで放出係数に差はなかった。

図16は、一番大きな内部絞りノズルにおける透明ディスク裏側からの放出状況の観察結果である。弁座の内側にノズル内部絞り部が確認できる。圧力差が小さい上写真ではキャビテーション気泡が見られ、弁座とディスク間は水で満たされていると考えられる。すなわち再付着流である。圧力差が大きくなると下写真では表面にリブレットがある液膜流が見られる。この場合の放出係数は、液膜流となった直管ノズルよりも大きい。

内部絞りが比較的小さいノズルで圧力差が小さい場合には、図17に示したように液膜状に多数のリブレットが観察された。この場合の放出係数は、再付着流が示唆された内部絞りが一番大きなノズルよりも小さいが、液膜流となった直管ノズルよりも大きい。放出係数が、再付着流れと液膜流の間にあること、および写真でリブレットが局所的な再付着点から発生しているように見られたことから、図18のような流れ構造が示唆された。

図18に示したように、カーテン面積部入り口で局所的な再付着が発生するが、半径方向への急激な拡大によって液膜流となる。この流れは、再付着流と液膜流の中間的なものであり、放出係数を液膜流よりも大きくする。局所的な再付着は、内部絞りによって弁座入口表面近傍での半径方向速度が増加し剥離が抑制されたと考えられる。

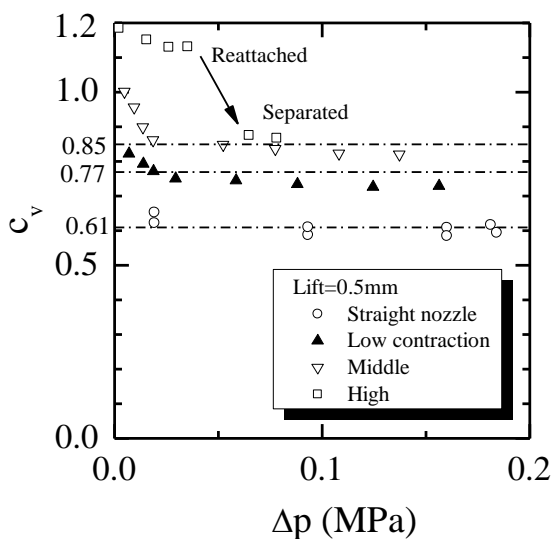


図15 実際ノズルでの水の放出係数 (L=0.5mm)

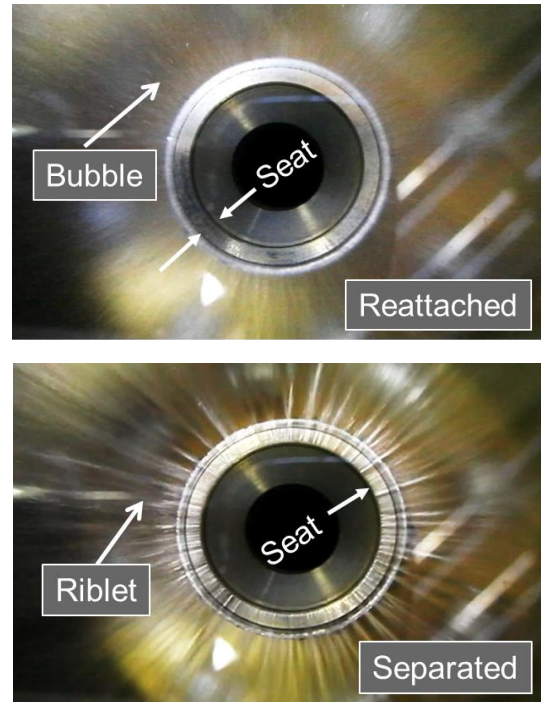


図16 裏面から観察した高い内部絞りノズルでの水の放出状況 (L=0.5mm)

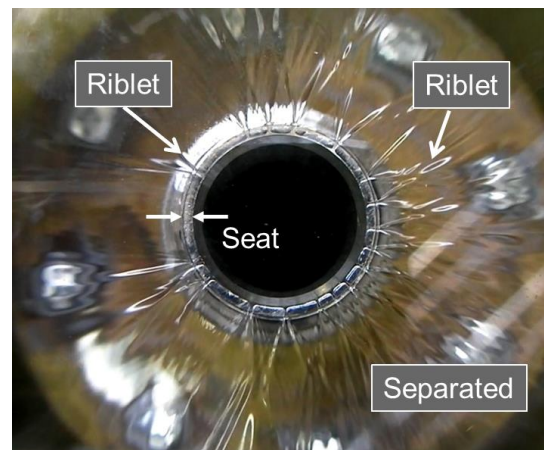


図17 裏面から観察した低い内部絞りノズルでの水の放出状況 (L=0.5mm)

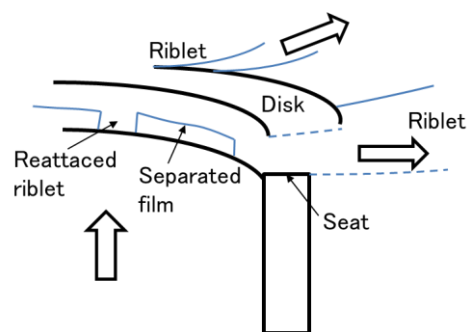


図18 低い内部絞りノズルでの水の放出状況

弁リフト 1.2mm の実際ノズルに空気を流した場合の無次元質量流束 G^* と圧力比 η_1 の関係を図 19 に示す。比較のために直管ノズルデータも載せてある。図中の線は式(11)で、水とほぼ同じ放出係数 $c_v=0.65$ および膨張遅れ係数 $N=0.1$ を用いたものである。内部絞りが異なる 3 種類のノズル放出流束を $N=0.1$ とした式でよく予測できている。

図 20 は、弁リフト 1mm の実際ノズルに空気を流した場合の無次元質量流束 G^* と圧力比 η_1 の関係を示す。同様に、内部絞りが異なる 3 種類のノズル放出流束を $N=0.1$ とした式でよく予測できている。図 21 は、弁リフト 0.5mm の実際ノズルに空気を流した場合の無次元質量流束 G^* と圧力比 η_1 の関係を示す。音速の制限である理論臨界流束以下であれば、内部絞りが異なる 3 種類のノズル放出流束を $N=0.1$ とした式でよく予測できている。

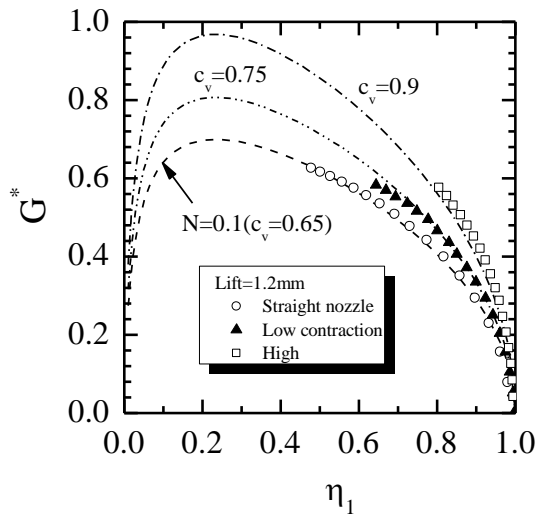


図 19 無次元質量流束と圧力比の関係 ($L=1.2\text{mm}$)

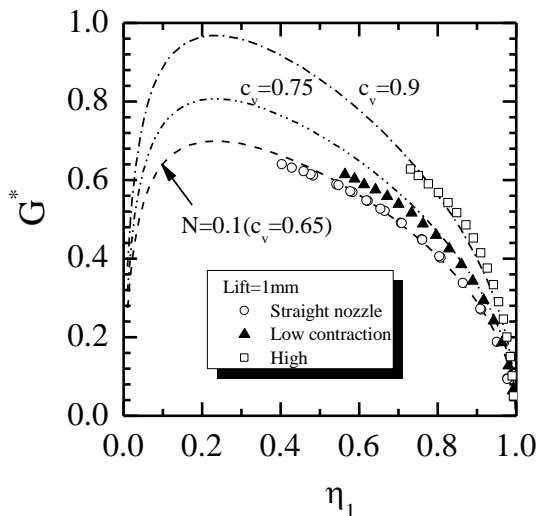


図 20 無次元質量流束と圧力比の関係 ($L=1\text{mm}$)

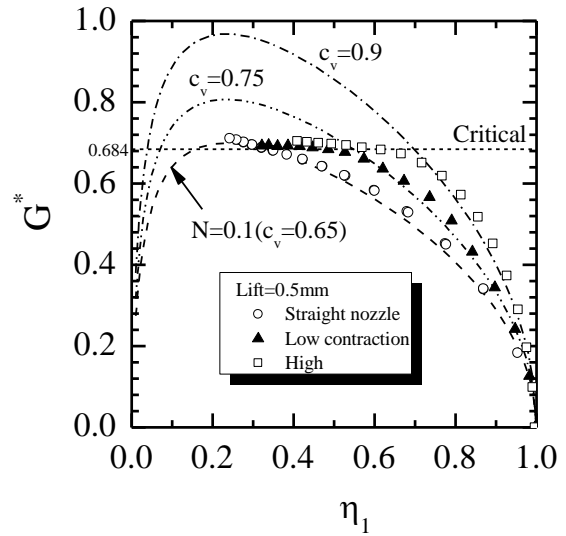


図 21 無次元質量流束と圧力比の関係 ($L=0.5\text{mm}$)

理論臨界流束は

$$G^* = \left[\kappa \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \right]^{1/2} \quad (12)$$

式(12)に、空気の比熱比 $\kappa=1.4$ を代入すると、臨界無次元質量流束は 0.684 となる。式(11)による予測値が臨界状態値に達すると、実験データは式(12)によって示される臨界値と一致するようになる。最小流路であるカーテン面積部で音速に達すると、縮流が消え去っていることが示唆される。音速に達した場合、膨張遅れモデルは適切ではない。

5. 結論

安全弁や逃し弁の放出流量は、ディスクと弁座に挟まれた最小流路面積（カーテン面積）によって制限されることがある。通常、この流量はカーテン面積で計算されたものよりも縮流によって小さくなる。単純なディスク・弁座絞り機構を作成し、弁リフト、弁座形状およびノズル形状の影響を実験的に調べた。ノズルには、単純な直管のほか実際の安全弁で用いられている 3 種類のノズルを用いた。実際ノズルの内部絞りは異なるものとした。以下が得られた主要な結論である。

水流れについて

- (1) 圧力差を増加させていくと放出係数の突然の低下が、直管ノズルを用いた長い弁座で生じた。突然の低下の前、カーテン面積部下流の流れは弁座に再付着し、ディスクと弁座の間の空間は水で満たされていた。この再付着は、カーテン

面積部直後に死水域 (Separation bubble) を形成した。放出係数の突然の低下の後には、再付着が阻害されディスク上に分離液膜が見られた。放出パターンは、高い放出係数の再付着流と低い係数の分離液膜流に分類された。

- (2) 大きな弁リフトは、再付着および死水域の形成を阻止した。大きな差圧での早い放出速度も、弁リフトが小さい場合での再付着を抑制した。弁座長さが弁リフトに比べて短い場合にも再付着が抑制された。
- (3) 直管ノズルでは、放出流体はカーテン面積部で急激に縮小するが、内部絞りのある実際ノズルでは緩やかに縮小する。この緩やかな縮小流れはカーテン面積部での縮流を緩和し放出係数を大きくする。
- (4) 実際ノズルで圧力差が小さい場合には、液膜に多数のリブレットが観察された。カーテン面積部入り口で局所的な再付着が発生するが、半径方向への急激な拡大によって液膜流となる。この流れは、再付着流と液膜流の中間的なものであり、放出係数を液膜流よりも大きくする。局所的な再付着は、内部絞りによって弁座入口表面近傍での半径方向速度が増加し、弁座での剥離が抑制されたと考えられる。

空気流れについて

- (5) 縮流面積を変化させる代わりに、膨張遅れを導入した流れモデルを提案した。音速の制限である臨界流束以下であれば、直管ノズルおよび内部絞りが異なる 3 種類のノズル放出流束をよく予測できた。
- (6) 臨界状態値に達すると、実験データは理論臨界値と一致するようになる。最小流路であるカーテン面積部で音速に達すると、縮流が消え去っていることが示唆される。音速に達した場合、膨張遅れモデルは適切ではない。

記号

A	カーテン面積	(m ²)
c _v	放出係数	(-)
c _p	等圧比熱	(J/kgK)
d	弁入口径	(m)
G	質量流束	(kg/m ² s)
h	エンタルピー	(J/kg)
Δh	エンタルピー差	(J/kg)
h _{LG}	潜熱	(J/kg)

L	弁リフト	(m)
N	膨張遅れ係数	(-)
p	圧力	(Pa)
Δp	圧力差	(Pa)
T	温度	(°C)
v	比容積	(m ³ /kg)
η	圧力比	(-)
κ	比熱比	(-)
添え字		
0	入口	
1	出口	

文献

- API, Sizing, selection and installation of pressure relieving devices in refineries, Part I sizing and selection, 7th Edition, (2000).
- Chiba, N., Kikkawa, K. and Osakabe, M., “Discharging flow behavior from disk-type flow contraction”, J. of Marine Engineering Society of Japan, 47(3), pp.58-63, (2012).
- Hirahara, H., Nakano, N. and Aoki, T. and Masuo, K., Contraction coefficient of a thick orifice for Compressible flow, Trans. of JSME , 55-515, B(1989) , pp.1785-1788. (in Japanese).
- Kitagawa, Y., Horiki, S. and Osakabe, M., Non-equilibrium discharging flow from safety valves, Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference, IHTC-15, August 10-15, 2014, Kyoto, Japan , IHTC15-9810, (2014)
- Osakabe, M. and Isono, M., “Effect of valve lift and disk surface on two-phase critical flow at hot water relief valve”, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.39, No.8, pp.1617-1624, (1996).
- Schmidt, J., “Sizing of nozzles, venturis, orifices, control and safety valves for initially sub-cooled gas/liquid two-phase flow –The HNE-DS method-” , Forsch Ingenieurwes, Vol.71, pp.47-58, (2007).
- ISO, Safety devices for protection against excessive pressure- Part 10: Sizing of safety valves for gas/liquid two-phase flow, ISO/DIS 4126-10, (2008).
- JIS, Sizing of safety valve for two-phase flow, JIS B 8227, (2013).