気泡核供給によるスチームアキュムレータの フラッシュ蒸発促進に関する研究[†]

宮武 修・児玉勝洋・橋本享幸・安藤佳正

九州大学工学部 化学機械工学科^{††}

スチームアキュムレータの高性能化を図るため、電解による気泡核の供給が急減圧下の容器内温水のフラッシュ蒸発に及ぼす影響について実験的研究を行った。実験結果から、人工的な気泡核形成により、プール水のフラッシュ蒸発が促進され、蒸発後期の蒸発効率の向上がもたらされること、特に低液温度、高液位および小過熱度の場合にその効果が著しいことが判明し、蒸気質量速度がある値に低下した時点での実質蒸発効率を無次元過熱域深さおよび電解気体質量速度から予測する半経験式を導出した。

緒 言

温水を貯蔵して高負荷時に蒸気を発生させ、蒸気負荷の平準化を図る機能を有するスチームアキュムレータは、新・省エネルギーシステムを構成する要素機器の一つであり、廃熱、太陽熱などの変動性・間欠性熱源の有効利用およびボイラの定負荷・高効率運転を可能にする。地球環境問題の早急な対応策として、エネルギー利用効率化の徹底的な追求が課題となっている現在、スチームアキュムレータの用途は拡大を続けると考えられる。

このアキュムレータ内で生じるプール水のフラッシュ蒸発に関してはほとんど研究されてなく、気・液が常に一樣温度の飽和状態のもとで蒸発が進行するとして、すなわち非平衡現象を無視して、取得蒸気量が過大に見積られていた^{1,4-6,8,9)}。そこで、著者らはプール水のフラッシュ蒸発に関する実験をすで行い、主に液位（静圧頭による沸点上昇）に起因する非平衡現象によって取得蒸気量が低下することを明らかにし、過度の高さを有する堅型アキュムレータの設計施工に対して疑義を提示した³⁾。

本研究では、小過熱度のもとでも蒸気泡の発生を助長させ、液位に起因する非平衡現象を低減させるために、スプレーフラッシュ蒸発と命名した過熱液噴流のフラッシュ蒸発の促進に顕著な効果があった液の電解による気泡核供給の方法²⁾を適用し、プール水のフラッシュ蒸発の促進を図った効果を追求することにした。

1. 実験装置および実験方法

実験装置および実験方法は、液中に電解用の電極を設置して気泡核を供給した以外、前報³⁾で詳述したものと同じであるので、ここでは概要の記述にとどめる。

スチームアキュムレータの一区分を模擬した内径102 mm、高さ994 mmのガラス円筒容器のフラッシュ室内に、電気伝導度を高めるため極く微量(0.04 wt%)のNaOHを純水に添加した液を注入し、温水ジャケットから液を均一に加熱した。フラッシュ室底部に水平に設置した長さ70 mm、径1.0 mmの2本の白金線電極の間に直流電流を流して電解気泡を発生させ、フラッシュ室と減圧容器を結ぶバルブを開いて室内を急減圧し、液の蒸発を開始させた。

フラッシュ室内の蒸気温度および液温度は垂直方向約30 mmおきに挿入した29本の熱電対群で、フラッシュ室上部空間の蒸気相内の定常圧力（蒸発開始前・終了後）は単管マノメータで、非定常圧力（蒸発進行時）は圧力変換器で、それぞれ測定した。実験では、Table 1 に示したように、初期液温度 T_0 、液位 H 、初期液面過熱度 ΔT_s （後掲Eq.(1)で定義）、電解電流 i を変化させた。

2. 蒸発効率の定義

初期液温度を T_0 、フラッシュ室上部空間の蒸気相内終圧に対応する飽和温度を T_s とすると、Fig. 1(a)に模式的に示したように、液相内の静圧に対応する飽和温度 T_s^* は深さ方向にはば直線的に上昇し、初期液面過熱度 ΔT_s 、初期局所過熱度 ΔT_s^* は、それぞれ次式で表される。

$$\Delta T_s = T_0 - T_s \quad (1)$$

$$\Delta T_s^* = T_0 - T_s^* \quad (2)$$

したがって、ある深さ d_s で $\Delta T_s^* = 0$ となり、液位 H

[†] 1992年12月3日受理；化学工学会第57年会（堺，1992年4月），化学工学会佐賀大会（佐賀，1992年6月）にて一部発表

^{††} 〒812 福岡市東区箱崎6-10-1

Table 1 Experimental conditions

Keys	T_0 [°C]	H [m]	ΔT_s [K]	i [A]
○	40	0.3	2.5~10.7	0, 0.20
●	40	0.6	2.5~10.4	0, 0.20
□	60	0.3	2.1~12.0	0, 0.05, 0.10, 0.20
■	60	0.6	2.2~11.8	0, 0.05, 0.10, 0.20
△	80	0.3	2.7~10.4	0, 0.20
▲	80	0.6	2.5~10.1	0, 0.20

が d_s より高い場合、フラッシュ室下部で過熱状態が消滅する。

蒸発性能の指標として、液面過熱度 ΔT_s 基準（完全混合液基準）の蒸発効率 ω 、局所過熱度 ΔT_s^* 基準（完全静止液基準）の蒸発効率 ω^* をそれぞれ次式で定義する。

$$\omega = W/W_s \quad (3)$$

$$\omega^* = W/W^* \quad (4)$$

ここで、 W は実際の蒸発量、 W_s 、 W^* は、Fig. 1(b) に模式的に示したように、液温度がそれぞれ全体的に ΔT_s 、局所的に ΔT_s^* だけ低下した場合の蒸発量で、いずれもフラッシュ室水平方向単位断面積当たりの量である。

これら蒸発効率 ω 、 ω^* は、気・液の質量収支とエネルギー収支をとることにより、次式で表される³⁾。

$$\omega = \{(h_s - u_s)(u_0 - u)\} / \{(h_m - u)(u_0 - u_s)\} \quad (5)$$

$$\omega^* = \{(h^* - u^*)(u_0 - u)\} / \{(h_m - u)(u_0 - u^*)\} \quad (6)$$

ここで、 h は発生蒸気のエンタルピー、 u は液の内部エネルギーで、添字を付した各量は次式で与えられる。

$$h_m = \frac{1}{W} \int_0^W h \, dW \quad (7)$$

$$h_s = (h_m)_{W=W_s} \quad (8)$$

$$h^* = (h_m)_{W=W^*} \quad (9)$$

$$u_0 = (u)_{T=T_0} \quad (10)$$

$$u_s = (u)_{T=T_s} \quad (11)$$

$$u^* = \frac{1}{H} \left\{ \int_0^{d_s} (u)_{T=T_s^*} dx + (H - d_s)(u)_{T=T_0} \right\}; d_s \leq H \quad (12)$$

$$u^* = \frac{1}{H} \int_0^H (u)_{T=T_s^*} dx; d_s > H \quad (13)$$

Eqs. (5), (6) 中の u は平均液温度で算定した。なお、時間的に変化する平均液温度は、同時刻で測定した液相内深さ方向の温度分布を、最小二乗法を用いて 3 次式で近似し、その積分値にフラッシュ室底部の断面積縮小と蒸発による液位低下の影響の補正を施して求めた。

3. 実験結果および考察

蒸発現象写真およびフラッシュ室内の蒸気相圧力 p と時間 t の関係の代表例（初期液温度 $T_0 = 60^\circ\text{C}$ 、液位 $H =$

Fig. 1 Schematic representations of (a) initial superheat and (b) mass of evaporated liquid under idealized conditions

0.30, 0.60 m、液面過熱度 $\Delta T_s \approx 4, 12 \text{ K}$ 、電解電流 $i = 0, 0.20 \text{ A}$ ）を、それぞれ Figs. 2, 3 に示した。ただし、現象をより鮮明に示すため、現象写真は熱電対のほとんどを撤去して撮影しているの、Figs. 2, 3 は対応した同一条件の実験結果ではない。Fig. 2 から、蒸発は一般的にフラッシュ室底部へ向かって浸透したのち減衰するが、気泡核の供給によって蒸発が促進され、底部に残る蒸気泡の発生しない領域が小さくなり、蒸発の継続時間も長くなる様子がわかる。また、Fig. 3 から、初期圧力 p_0 から低下する p は、気泡核の供給により蒸発が促進された場合においても、発生蒸気量の大きい蒸発初期を除いて、 $t \rightarrow \infty$ の終圧に近い一定の状態にあり、本実験は蒸気流出管路系の流動抵抗の外的な要因の影響を受けない条件下で行われていることがわかる。

液面過熱度基準の蒸発効率 ω ($\omega \rightarrow 1$ 近傍の特性を明示するために $1 - \omega$ で表示) と時間 t の関係の代表例 ($T_0 = 60^\circ\text{C}$ 、 $H = 0.30, 0.60 \text{ m}$ 、 $\Delta T_s \approx 6 \text{ K}$ 、 $i = 0, 0.20 \text{ A}$) を Fig. 4 に示した。液位（静圧頭に起因する沸点上昇）によって蒸発が抑制されるので、高液位の方が ω は小さく ($1 - \omega$ は大きく) なっている。気泡核供給の効果は、液相内部から蒸気泡発生を伴う激しい蒸発が生じる蒸発前期よりも、液面近傍で蒸気泡発生を伴う穏やかな蒸発が生じる蒸発後期で顕著であり、 ω を大幅に向上させている。

Fig. 2 Photographic history of evaporation phenomena for $T_0 = 60^\circ\text{C}$

これら液面過熱度基準の蒸発効率 ω と時間 t の関係は、Fig. 4 中に実線と破線で示したように、蒸発前期・後期でそれぞれ次式で近似できる。

$$1-\omega = 1-\phi \{1-\exp(-s_1 t)\} \quad ; t \leq t_i \quad (14)$$

$$1-\omega = (1-\omega_i) \exp\{-s_2(t-t_i)\} \quad ; t > t_i \quad (15)$$

ここで、 s_1, s_2 は経験定数、 ω_i, t_i はそれぞれ Eqs. (14), (15)の交点における ω, t の値であり、 $t = t_i$ における両

Fig. 3 Variation of pressure, p , in vapor phase with time, t , for $T_0 = 60^\circ\text{C}$

Fig. 4 Variation of evaporation efficiency, ω , with time, t , for $T_0 = 60^\circ\text{C}$

式の連続条件から、 ϕ は次式で与えられる。

$$\phi = \omega_i / \{1-\exp(-s_1 t_i)\} \quad (16)$$

スチームアキュムレータの適用限界は利用側で要求される蒸気流量、すなわち所定の蒸発速度が維持できる条件によって定まるので、フラッシュ室水平方向断面積基準の蒸発質量速度 $\dot{W}$ をEqs. (3), (14), (15)から求めると、 $\dot{W}$ は次式(t に対して減少関数)で与えられる。

Fig. 5 Variation of practical evaporation efficiency, ω_p , with superheat, ΔT_s , for $\dot{W}=0.010 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; see Table 1 for list of keys

$$\dot{W} = (dW/dt) = s_1 W_s (\phi - \omega); t \leq t_i \quad (17)$$

$$\dot{W} = (dW/dt) = s_2 W_s (1 - \omega); t > t_i \quad (18)$$

以後、 $\dot{W}$ が所定の値に低下した時点の ω , ω^* をそれぞれ ω_p , ω_p^* で表し、実質蒸発効率と呼ぶことにする。

蒸発質量速度 $\dot{W}=0.010 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の時点の液面過熱度基準の実質蒸発効率 ω_p と液面過熱度 ΔT_s の関係を、 $T_0=40, 60, 80^\circ\text{C}$, $H=0.30, 0.60 \text{ m}$, $i=0, 0.20 \text{ A}$ の場合について Fig. 5 に示した。スチームアキュムレータの蒸発量を予測する従来の方法はいずれも液相全域と蒸気相が平衡状態にあると仮定されていたが、現実には平衡状態 $\omega_p=1$ に到達しないことがわかる。蒸発が弱まる低液温度、高液位、小過熱度ほど、気泡核供給の効果が顕著である。液温度、液位によって蒸発浸透領域の比率が異なってくるので、これらが ω_p と ΔT_s の関係に影響を及ぼしている。

そこで、液温度、液位、過熱度の影響を総合的に考慮するために、前報³⁾と同様、Eq. (4)で定義した局所過熱度基準の蒸発効率 ω^* と次式で定義した初期無次元過熱域深さ δ の関係で整理することを試みる。

$$\delta = d_s / H \quad (19)$$

ここで、 d_s は初期過熱域深さ (Fig. 1 参照) である。

Fig. 5 に示した実測値を、局所過熱度基準の実質蒸発効率 ω_p^* と初期無次元過熱域深さ δ の关系到改め、再点綴した結果を Fig. 6 に示した。電解電流 i および蒸発質量速度 $\dot{W}$ が一定の場合、液温度、液位および過熱度に

Fig. 6 Variation of practical evaporation efficiency, ω_p^* , with dimensionless depth of superheated zone, δ , for $\dot{W}=0.010 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; see Table 1 for list of keys

かわりなく、 ω_p^* と δ の関係はほぼ一義的に定まることがわかる。非過熱域 ($\delta < 1$ の場合) または低過熱域 ($\delta \geq 1$ の場合) に存在していた下部の温液が、蒸発の際に誘起される対流によって、上層のより高い過熱域に入ってくるので、完全静止液について算定される理論蒸発量 W^* よりも実際の蒸発量 W が大きくなり、 δ が小さい場合に $\omega_p^* > 1$ となるが、 $\delta > 2$ において $\omega_p^*=1$ に漸近する傾向がある。

さらに、蒸発質量速度 $\dot{W}=0.005, 0.020 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の時点での局所過熱度基準の実質蒸発効率 ω_p^* と初期無次元過熱域深さ δ の関係を、 $T_0=40, 60, 80^\circ\text{C}$, $H=0.30, 0.60 \text{ m}$, $i=0, 0.20 \text{ A}$ の場合について Fig. 7 に示した。Fig. 6 の傾向と同様に、 i および $\dot{W}$ が一定の場合には、 ω_p^* はほぼ δ のみの関数となっていることがわかる。

本来、気泡核供給の効果は有効気泡核の個数[†]によって定まるものであり、有効気泡核の個数に關与する物性値 (電解気体比容積、液蒸気圧、表面張力、等) の温度依存性によって、その効果も液温度に依存すると考えられる。しかし、以上の実験結果によれば、気泡核供給の効果は、液温度に關係なく、電解電流、すなわち電解気体質量速度によってほとんど定まっている。この液温度の影響が現れなかった原因としては、液温度が低下するにつれて、電解気体比容積が増大するので、電解気泡発生数は増加するが、同時に気泡が成長するのに必要な臨界気泡径が増大するので、電解気泡発生数の内有効気泡核として機能する数の比率が減少するという相殺効果が生じたことが挙げられる。なお、同じく径1.0mm の白

[†] 有効気泡核の個数は時間的および空間的に変化する局所過熱度にも依存するので、非定常状態でその値を定量的に見積ることはほとんど不可能である。

Fig. 7 Variation of practical evaporation efficiency, ω_p^* , with dimensionless depth of superheated zone, δ , for $\dot{W}=0.005, 0.020 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; see Table 1 for list of keys

金線電極を用いた気泡核供給（離脱電解気体積平均径 $= 50 \mu\text{m}$ ）によるスプレーフラッシュ蒸発の促進効果も、液温度にはほとんど関係なく、電解電流によって定まる事実²⁾と本実験結果は符合している。

4. 蒸発効率の半経験式の導出

気泡核として供給した電解気体として、電気量 $9.65 \times 10^7 \text{ A} \cdot \text{s}$ で、水 9.01 kg が電解されて 0.50 kmol の水素と 0.25 kmol の酸素が発生するので、フラッシュ室（水平方向断面積 $= 8.17 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ ）内における電解気体質量速度 $\dot{W}_g [\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})]$ と電解電流 $i [\text{A}]$ の関係は次式で表される。

$$\dot{W}_g = 1.14 \times 10^{-5} i \quad (20)$$

気泡核を供給しない $i = 0$ の場合について、前報³⁾で導出した蒸発前期から後期へ移行する $t = t_i$ の時点における局所過熱度基準の蒸発効率に対する経験式に準拠して、 ω_p^* を次式のようにおく。

$$\omega_p^* = 1 + \exp F \quad (21)$$

ここで、 F は関与するすべての物理量の関数である。

時間 $t \rightarrow \infty$ の場合、液温度は全域で液面における飽和温度 T_s に等しくなり、 ω_p はその最大値、 $(\omega_p)_{\max} = 1$ に到達するので、Eqs. (3), (4), (21) の関係から、 ω_p^* も次式で与えられる最大値に到達する。

$$(\omega_p^*)_{\max} = W_s / W^* = 1 + \exp(F)_{\max} \quad (22)$$

液面からの深さ z と局所過熱度 ΔT_s^* に直線的な関係 (Fig. 1 中の 1 点鎖線) を仮定すると、次式が得られる。

$$W^* / W_s = \delta / 2 \quad ; \quad \delta \leq 1 \quad (23)$$

$$W^* / W_s = (2\delta - 1) / 2\delta \quad ; \quad \delta > 1 \quad (24)$$

Eqs. (23), (24) を Eq. (22) に代入すると、

$$(F)_{\max} = \ln \{(2 - \delta) / \delta\} \quad ; \quad \delta \leq 1 \quad (25)$$

$$(F)_{\max} = \ln \{1 / (2\delta - 1)\} \quad ; \quad \delta > 1 \quad (26)$$

Figs. 6, 7 に示した実験結果によれば、蒸発質量速度 $\dot{W}$ および電解気体質量速度 $\dot{W}_g$ が一定の場合に、 F はほぼ δ のみの関数と判断されること、液として水に限定した本研究では、経験式の導出に有次元量 $\dot{W}$, $\dot{W}_g$ を用いざるをえないことから、 F を次式のようにおく。

$$F = (F)_{\max} - f(\dot{W}, \dot{W}_g, \delta) \quad (27)$$

Eqs. (25)~(27) を Eq. (21) に代入すると、

$$\omega_p^* = 1 + \{(2 - \delta) / \delta\} \exp(-f) \quad ; \quad \delta \leq 1 \quad (28)$$

$$\omega_p^* = 1 + \{1 / (2\delta - 1)\} \exp(-f) \quad ; \quad \delta > 1 \quad (29)$$

全実測値について、Eqs. (28), (29) 中の f の δ に対する依存性を調べたところ、顕著な依存性は認められなかった。そこで、 $\dot{W}$ および $\dot{W}_g$ が一定の場合のそれぞれの全実測値について、 f と $\dot{W}$ の関係を最小二乗法を用いて求め、その結果を Fig. 8 に示した。 $\dot{W}_g$ が大きくなるほど f は小さくなり、蒸発効率が向上するが、 $\dot{W}_g = 1.14 \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ($i = 0.10 \text{ A}$) ではほぼ気泡核供給による蒸発促進の効果が上限に達している様子がうかがえる。

Eq. (27) の関係から、 $\dot{W} = 0$ ($t \rightarrow \infty$) の場合に $f = 0$ ($F = (F)_{\max}$) を満足する必然性があり、 f を次式のようにおく。

$$f = m \cdot \dot{W}^n \quad (30)$$

Fig. 8 に示した関係について、 m を未確定の定数とおき、最小二乗法を用いて Eq. (30) 中の経験定数 m, n を求め、 $\dot{W}_g$ の増大による蒸発促進の効果が上限が存在する傾向を考慮し、 n を式化する。

Fig. 8 Variation of function, f , in Eq. (27) with mass velocity of vapor, $\dot{W}$

$$m = 4.08, n = 0.72(\dot{W}_g + 4.2 \times 10^{-7}) / (\dot{W}_g + 8.4 \times 10^{-7}) \quad (31)$$

Eqs. (30), (31) から算出した f と $\dot{W}$ の関係は、Fig. 8 に実線で示したように、実測値と良く一致する。

Eqs. (30), (31) を Eqs. (28), (29) に代入すると、局所過熱度基準の実質蒸発効率 ω_p^* に対する半経験式として、最終的に次式が得られる。

$$\omega_p^* = 1 + \{(2 - \delta) / \delta\} \exp \left\{ -4.08 \dot{W}^{0.72(\dot{W}_g + 4.2 \times 10^{-7}) / (\dot{W}_g + 8.4 \times 10^{-7})} \right\} \quad ; \delta \leq 1 \quad (32)$$

$$\omega_p^* = 1 + \{1 / (2\delta - 1)\} \exp \left\{ -4.08 \dot{W}^{0.72(\dot{W}_g + 4.2 \times 10^{-7}) / (\dot{W}_g + 8.4 \times 10^{-7})} \right\} \quad ; \delta > 1 \quad (33)$$

Eqs. (32), (33) から算出した予測値は、Figs. 6, 7 に実線で示したように、実測値と良く一致する。

スチームアキュミュレータで発生した蒸気は、通常、使用最終段階で凝縮器に導かれて凝縮するので、気泡核として供給した電解気体の凝縮器への影響について、ここで簡単に言及する。本実験で対象とした最大電解電流 $i = 0.20$ A、最小蒸発質量速度 $\dot{W} = 5 \times 10^{-3}$ kg/(m²·s) の場合で、発生蒸気流内の電解気体質量分率 $\dot{W}_g / (\dot{W} + \dot{W}_g)$ は 4.56×10^{-4} となる。さらに、気泡核供給の効果がほぼ上限に達する $i = 0.10$ A の場合には、 $\dot{W}_g / (\dot{W} + \dot{W}_g) = 2.28 \times 10^{-4}$ と小さくなる。これらの値は、水蒸気-空気系の強制対流凝縮で熱伝係数がほとんど劣化しない空気質量分率 5×10^{-3} 以下の領域⁷⁾ に十分に入っており、凝縮器に付設されているエゼクタによって少量の抽気さえ行えば、電解気体の存在が凝縮器の性能を劣化させるおそれはない。

結 言

気泡核が供給されたプール水のフラッシュ蒸発促進効果に関する実験的研究を行い、次の主な結論を得た。

1) 気泡核の供給により、蒸発域がより底部まで拡大され、蒸気泡発生を伴う蒸発の継続時間も長くなり、特に低液温度、高液位、小過熱度の場合の蒸発後期において、蒸発促進効果が大きく現れる。

2) 気泡核として供給した電解気体質量速度 $\dot{W}_g = 10^{-6}$ kg/(m²·s) で蒸発促進効果がほぼ上限に達する。この程度の不凝縮気体量は、蒸気使用最終段階に通常組み込まれている凝縮器の伝熱性能を劣化させることはない。

3) 所定の電解気体質量速度のもとで、所定の蒸発質量速度が維持できる時点における局所過熱度基準の実質蒸発効率 ω_p^* は、液温度、液位、過熱度にかかわりなく、ほぼ初期無次元過熱域深さ δ のみによって支配され、最大蒸発効率を基準として考慮することにより、 ω_p^* を δ から予測する半経験式を導くことができた。

Nomenclature

- d_s = depth of superheated zone (see Fig. 1) [m]
- F, f = empirical functions in Eqs. (21) and (27) [-]
- H = height of liquid [m]
- h = enthalpy of evaporated vapor [kJ/kg]
- h_m = mean enthalpy of vapor given by Eq. (7) [kJ/kg]
- h_s, h_s^* = values of h_m given by Eqs. (8) and (9) [kJ/kg]
- i = electrolytic current [A]
- m, n = empirical constants in Eq. (30) [-]
- p = pressure in vapor phase [kPa]
- s_1, s_2 = empirical constants in Eqs. (14) and (15) [1/s]
- T = temperature of liquid [°C]
- T_s = saturation temperature of liquid corresponding to terminal pressure in vapor phase [°C]
- T_s^* = saturation temperature of liquid corresponding to static pressure in liquid phase [°C]
- t = time [s]
- u = internal energy of liquid [kJ/kg]
- u_s, u_s^* = values of u given by Eqs. (11)~(13) [kJ/kg]
- W = mass of evaporated liquid per unit horizontal cross-sectional area [kg/m²]
- W_s = value of W when the temperature of liquid uniformly drops by ΔT_s [kg/m²]
- W^* = value of W when the temperature of liquid locally drops by ΔT_s^* [kg/m²]
- $\dot{W}$ = mass velocity of vapor [kg/(m²·s)]
- $\dot{W}_g$ = mass velocity of electrolytic gases [kg/(m²·s)]

ΔT_s = initial superheat on liquid surface

defined by Eq. (1) [K]

ΔT_s^* = initial local superheat defined by Eq. (2) [K]

δ = dimensionless depth of superheated zone
defined by Eq. (19) [-]

ϕ = empirical constant in Eq. (14) [-]

ω = evaporation efficiency defined by Eq. (3) [-]

ω^* = evaporation efficiency defined by Eq. (4) [-]

<Subscripts>

i = value at the transition between early and
late evaporation periods

max = maximum value

p = practical value when $\dot{W}$ declines to a
given value

0 = initial value

Literature cited

- 1) Lior, N.: *Energy conversion*, **16**, 111–123 (1977)
- 2) Miyatake, O., T. Tomimura and Y. Ide: *J. Solar Energy Eng. (Trans. ASME)*, **107**, 176–182 (1985)
- 3) Miyatake, O., A. Yamada and Y. Arimatsu: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **17**, 983–989 (1991)
- 4) Murai, K., Y. Kawashima and S. Nakanishi: *ibid.*, **15**, 226–230 (1989)
- 5) Nakamura, S., T. Matsushima and S. Anzai: *Trans. JSME*, **50**, 707–715 (1984)
- 6) Nakanishi, S., M. Kaji, K. Murai and Y. Kawashima: *ibid.*, **54**, 636–640 (1988)
- 7) Sparrow, E.M., W.J. Minkowycz and M. Saddy: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **10**, 1829–1845 (1967)
- 8) Tanishita, I.: *J. JSME*, **56**, 760–763 (1953)
- 9) idem: *Trans. JSME*, **27**, 1823–1831 (1961)

Fundamental Study of the Enhancement of Flash Evaporation in a Steam Accumulator by Means of the Injection of Bubble Nuclei

Osamu Miyatake, Katsuhiko Kodama, Takayuki Hashimoto
and Yoshimasa Ando

Dept. of Chem. Eng., Kyushu Univ., Fukuoka 812

Key Words : Evaporation, Steam Accumulator, Heat Storage, Flash Evaporation, Evaporation Efficiency, Enhancement, Bubble Nucleus, Electrolysis

As an attempt to develop an efficient steam accumulator, an experimental investigation has been made of the effect of injection of bubble nuclei generated by electrolysis on the flash evaporation of warm water exposed to a sudden pressure drop in a container.

From the results, it is realized that artificial nucleation enhances the flash evaporation of the pool water, thereby increasing the flash evaporation efficiency in the late evaporation period, especially for the cases of lower liquid temperature, higher liquid level and smaller superheat. Semi-empirical equations are deduced for predicating the practical evaporation efficiency when the mass velocity of vapor declined to any given values, from the dimensionless depth of the superheated zone and the mass velocity of electrolytic gases.