

直接接触熱交換法を用いた中温度潜熱蓄熱槽の放熱特性*

稲葉英男*¹, 堀部明彦*¹,
尾崎公一*¹, 江本和生*², 垣内博行*³

Heat Release Characteristics of Middle Temperature Latent Heat Storage Vessel by Means of Direct Contact Heat Exchange Method

Hideo INABA*⁴, Akihiko HORIBE, Koichi OZAKI,
Kazuo EMOTO and Hiroyuki KAKIUCHI*⁴ Okayama University, Dept. of Mechanical Engineering, Tsushimanaka 3-1-1, Okayama, 700-8530 Japan

Experiment has been performed of heat transfer characteristics of the middle temperature latent heat storage system of the direct-contact heat transfer by using m-E (meso-Erythritol, melting point of 119°C, latent heat of 375 kJ/kg) droplets as a latent heat storage material and silicone oil as a heat transfer medium. In the present study the liquid m-E was injected into the heat transfer medium through a circular nozzle. The m-E droplets changed from liquid to solid phase during falling in the heat transfer medium at low temperature. From the measuring results of m-E droplet diameter, falling velocity, and solidification rate, the nondimensional empirical equations of the arithmetic mean diameter of the droplets and falling velocity, the solidification rate and the overall heat transfer coefficient were derived as a function of the characteristic arithmetic mean diameter, the terminal velocity, temperature and physical properties.

Key Words: Latent Heat Storage, Direct Contact Heat Transfer, Meso-Erythritol Droplet, Solidification Rate, Overall Heat Transfer Coefficient

1. 緒言

近年、昼夜間の電力需要負荷平準化対策の一つとして、夜間等の余剰な電力を用いて、これを昼間に利用する潜熱蓄熱システムへの関心が高まりつつある。特に、固-液相変化潜熱蓄熱システムは、潜熱蓄熱材の凝固・融解潜熱を利用して蓄熱操作を行うため、蓄熱材単位質量当りの貯蔵熱量が、水などの顕熱蓄熱システムと比較して大きくなり、同一熱量を蓄熱する場合、蓄熱槽の小型化が可能となる。さらに、その放熱過程において、熱媒体の取り出し温度が蓄熱材の融点近傍でほぼ一定となるため、一定温度水準での熱抽出に適している利点を有する。また、適当な融点を持つ潜熱物質を選択することにより、熱媒体取り出し温度レベルを自由に選択できることも潜熱蓄熱材の有する特徴の一つである。

本研究においては、潜熱蓄熱材と熱媒体とは互いに不溶解な物質を選択し、両者を伝熱壁面を介さずに直接接触熱交換する形式の熱交換法⁽¹⁾⁽²⁾を採用し、高密度の液相状態の潜熱蓄熱材をノズルから上部より、熱媒体槽中に噴射・注入して液滴として分散させる。分散した液滴状の蓄熱材が熱抽出用熱媒体との密度差により沈降しながら直接接触熱交換により、液滴表面より凝固相変化して潜熱放熱を行う際の熱特性を実験的に検討するものである。直接接触式熱交換法では、液滴群の表面が伝熱面に相当するので、単位面積当たりの伝熱面積が大き

なり、蓄熱槽のコンパクト化が可能である⁽³⁾。また、構造が簡単で、隔壁を介さないため伝熱性能に優れ、他の熱交換法と比較して圧力損失が小さく、建設費が安価となり、保守が容易であるなどの特徴を持つ。本研究で採用する潜熱蓄熱材は、潜熱量の大きなメソ-エリスリトール(以下 m-E, C₄H₁₀O₄, 固相密度 1400kg/m³, 融点 T_m=119°C で融解潜熱 L=375 kJ/kg) を採用し、m-E 蓄熱材と不溶性なシリコン油を熱抽出媒体とした。実験は、蓄熱状態の液状 m-E 蓄熱材をノズルから熱抽出媒体としてのシリコン油槽中にスプレー状に噴射・沈降した場合の液相状態の m-E 蓄熱材の直接接触凝固による放熱特性に影響を及ぼす諸因子の効果を検討したものである。

本文中の主な記号

A: 伝熱面積	Re _n : ノズル内レイノルズ数
Bo _n : ボンド数	T: 温度
C: 比熱	ΔT: 対数平均温度差
d _n : ノズル直径	U _p : 液滴沈降速度
d _p : 液滴直径	U _n : ノズル内流速
\bar{d}_p : 液滴群の平均直径	We _n : ウェーバ数
f: 液滴個数割合	ギリシャ文字
Fr: フーリエ数	θ: 無次元温度比
G: 体積流量	λ: 熱伝導率
h: ガラス管の液位	μ: 粘性係数
K _t : 平均熱通過率	ν: 動粘性係数
L: 融解潜熱	ρ: 密度
M: モートン数	σ: 界面張力
Nu*: 修正平均ヌセルト数	添字
Q: 交換熱量	c: シリコン油
R: 凝固率	d: 蓄熱材(m-E)
Re _p : 液滴レイノルズ数	p: 液滴

* 原稿受付 1998年3月24日。

*¹ 正員, 岡山大学工学部(〒700-8530 岡山市津島中3-1-1)。*² 学生員, 岡山大学大学院。*³ 三菱化学(株)(〒300-0332 茨城県稲敷郡阿見町中央8-3-1)。

E-mail: inaba@mech.okayama-u.ac.jp

2. 実験装置及び方法

本実験装置は図1に示されるように、m-E蓄熱材がシリコン油と直接接触熱交換を行う試験部③、m-E蓄熱材噴射循環系統及びシリコン油循環系統から構成されている。低温熱媒体としてのシリコン油は、恒温槽により調温された後、インバーターにより流量制御されたポンプ⑦により圧送され、流量計⑧(設定範囲: 1~10ℓ/min)、フィルター⑨を経て、試験部下部へと流入して試験部内を鉛直上方に微小速度 ($U_c = -0.0013\text{m/s}$) で流動する。試験部の上方へと流動した熱媒体は、試験部上部の側面に配置されたオーバーフロータンクに流入した後、恒温槽へと戻る。一方、潜熱蓄熱物質としてのm-E蓄熱材は恒温槽①により液相状態に調温された後、コンプレッサーにより圧送され、ノズル ($d_n=0.5$ 及び 0.8mm)②より試験部へ鉛直下向きに噴射注入して、分散微粒化される。ノズルより噴射したm-E蓄熱材は分散して微小液滴群を形成し、シリコン油との密度差により試験部内を沈降する。その沈降過程においてm-E液滴群は、周囲のシリコン油との直接接触熱交換により液滴表面から凝固相変化を開始し凝固部分を含む液滴となり、次第に粒子中心部へと相変化界面を進行させる。試験部下部に設置された固-液体積計④へと到達したm-E蓄熱材は、完全に凝固したものや中心付近の液相部とそれを取りまく殻状固相部から構成される半凝固状態のものなど、実験条件により様々な凝固率となる。固-液体積計に到達した凝固液滴は、m-E蓄熱材の融点である 119°C に調温し、採取時の状態のまま保存する。その後、測定必要量が確保された時点にて、凝固率の測定を行う。

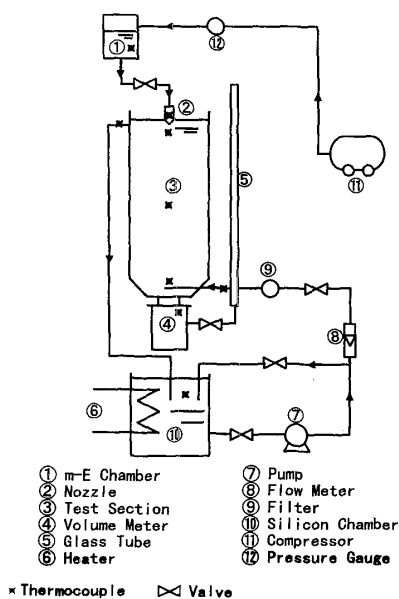


Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus

本実験に使用する試験部及びノズルの詳細を図2に示す。図2に示されるように、試験部は断面が $160\text{mm}\times 160\text{mm}$ 、ノズルから試験部下部までの高さが 430mm となる厚さ 10mm のステンレス製立体矩形ダクトであり、可視化実験を行うために厚さ 5mm 、 $340\text{mm}\times 100\text{mm}$ の耐熱ガラスを試験部の3面に配置する構成となる。試験部入口、出口及び試験部内には、素線径 0.32mm のT型熱電対(測定精度 $\pm 0.05^\circ\text{C}$)が設置してある。本実験で用いる円形ノズルは、内径 $d_n=0.5\text{mm}$ 、及び 0.8mm 、長さ 18.2mm のステンレス製である。なお本実験における円形ノズルの内径 d_n は、m-E蓄熱材の圧送ポンプ圧力及び噴射液滴径による凝固率を考慮して、 $d_n=0.5\text{mm}$ 、及び 0.8mm とした。また円形ノズル出口付近には、素線径 0.32mm のT型熱電対(測定精度 $\pm 0.05^\circ\text{C}$)を設置しており、同熱電対の温度を、噴射温度 T_n として測定した。

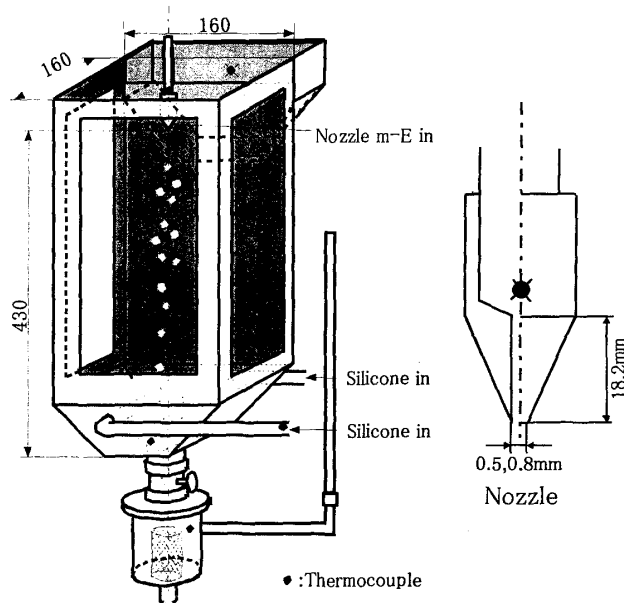


Fig.2 Details of test section and nozzle

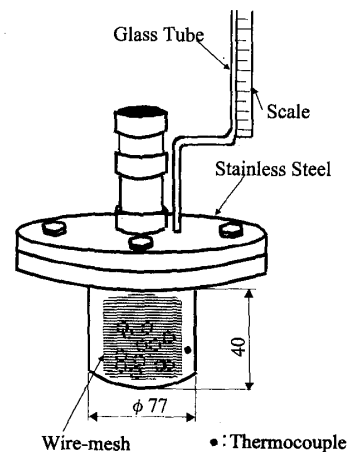


Fig.3 Volume meter

本実験に使用された固-液体積計は、図3に示されるように、内容積が約200cm³のステンレス製容器とガラス管により構成されており、ガラス管内の液位の変位により、同容器内に採取されたm-E凝固粒子の相変化に伴う体積変化が求められるようになっている。実験において、測定されるm-E凝固粒子は、PID制御器により119℃一定に調温された同容器内に挿入され、実験終了時に密閉

れて、その時のガラス管の液位 h_0 が測定される。続いて同容器は、150℃に調温して内部の凝固粒子が融解を完了した時点にて、再びガラス管内の液位 h が測定される。このとき、採取された凝固粒子の凝固率 $R(\%)$ は、ガラス管内液位の変位差 $\Delta h(=h_2-h_1)$ とすると、質量割合として次式にて求められる。

$$R = \frac{(m_{ts}/m_t) \times 100}{(\Delta h/\Delta h_0) \times 100} \dots\dots\dots (1)$$

ただし m_{ts} 、 m_t は固相部、全体の質量であり、 Δh_0 は凝固率100%のときの変位差である。また、本凝固率測定用固-液体積計の測定精度は、既知の凝固m-Eと液状m-E混合物での融解測定結果より、 $\pm 3.5\%$ と推定された。

以上の方法により、実験条件として、表2.に示すようなm-E噴射流量 G_d 、m-E噴射温度 T_n 、及び試験部内を循環するシリコン油の試験部入口温度 T_{cin} の範囲で行った。

Table 1 Experimental condition

m-E flow rate G_d	$d_n=0.5\text{mm}$, 0.229~22.3ml/min $d_n=0.8\text{mm}$, 0.875~37.7ml/min
m-E inlet temp. T_n	150 \pm 3℃
Inlet temp. T_{cin}	20 ~ 60℃
Silicone flow rate G_c	2.0l/min

Table 2 Characteristics of m-E heat storage material

Melting point	119	℃
Latent heat	375	kJ/kg
Density	Solid, 20℃	1400 kg/m ³
	Liquid, 130℃	1200 kg/m ³
Specific heat	Solid, 20℃	1.4 kJ/(kg·K)
	Liquid, 130℃	2.8 kJ/(kg·K)
Thermal conductivity	Solid, 20℃	0.732 W/(kg·K)
	Liquid, 130℃	0.325 W/(kg·K)

3. 実験結果及び考察

3.1 分散相液滴の発生形態及び液滴径分布

試験部内におけるシリコン油中でのm-E蓄熱材の噴射形態及び液滴群の形状は、重要な因子であることより、それらの測定を以下の手順で行った。まず、各m-E蓄熱材のノズル噴射流速における円形ノズル先端付近に於いての噴射形態について述べる。可視観察結果であるm-E蓄熱材の流動状態のスケッチを示した図4から、ノズルより噴射された液状m-E蓄熱材は噴射流量の増加に伴い、m-E蓄熱材の噴射発生形態が3種類に大別されることが判明した。噴射流速 U_n が非常に小さい場合($d_n=0.5\text{mm}$: $U_n < 0.3\text{m/s}$, $d_n=0.8\text{mm}$: $U_n < 0.1\text{m/s}$)、ノズル先端において、直接にm-E液滴の生成、離脱が起こる単一滴化現象が生じる。単一滴化領域においては、液滴の生成と離脱は一定周期で繰り返し行われ、図5左上の液滴径分布に示すように、液滴の発生形態はほぼ一定となるため、液滴径はほぼ同一直径に集中する結果となる。これは、液滴に働く重力、浮力及びシリコン油との界面張力との釣り合いにより液滴径が決まることによる。一方、m-E蓄熱材の噴射流速を増加($d_n=0.5\text{mm}$: $0.3 \leq U_n \leq 1.18\text{m/s}$, $d_n=0.8\text{mm}$: $0.1 \leq U_n \leq 0.6\text{m/s}$)させると、図4のII領域のようにノズル先端に液柱が発生する。これは、ノズル先端から離脱する液滴の周期が短くなり、最終的にノズルから噴射したm-E蓄熱材は連続的に流下し、液柱状態が形成される。この場合、液柱の流れが層流となっており(層流滴化現象)、液滴は液柱の先端付近より分裂して発生し、液滴の発生形態は多少不規則となるため、微小な液滴の発生も見られ、液滴径分布は算術平均径 \bar{d}_p を中心としてピーク値が複数現れる。しかしながら、沈降する液滴同士の合体により、大きな液滴の発生が起こり、結果として平均径 \bar{d}_p が増加する傾向となる。さらに、流量を増加($d_n=0.5\text{mm}$: $U_n > 1.18\text{m/s}$, $d_n=0.8\text{mm}$: $U_n > 0.6\text{m/s}$)させると、図4のIII領域のように液柱の長さの増大と共に振動し始め、不規則な蛇行運動が起こる。流れの状態は層流から乱流へと移行する乱流滴化現象が見られる。この場合、液柱と連続相の界面に働く摩擦によるせん断力が大きくなり、液柱自身が数ヶ所から分裂する状態で液滴が発生し、液滴の分散が進行する。また、層流滴化領域の場合に比較し、一旦は平均径 \bar{d}_p が減少するが、 U_n の増大に伴い、液柱先端付近での液滴の合体が進行して、しだいに平均直径が増大していく傾向となる。また、液滴直径 d_p は、周囲の連続相温度 T_c にも大きく影響され、 T_c が低くなるにつれて d_p は小さくなる。これは、周囲温度が低い場合、液滴表面が凝固しやすく、液滴の合体が生じにくいためと考えられる。図6は、以上の結果

より算出された、ノズル噴射速度に対する平均径分布を示す。

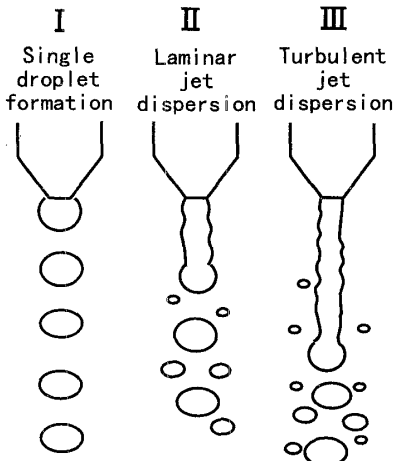


Fig.4 Behavior of m-E flow

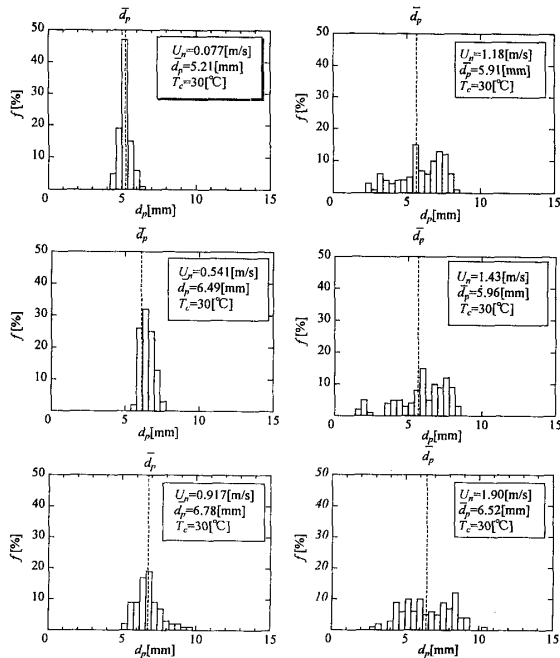


Fig.5 Droplet diameter distribution ($d_n=0.5\text{mm}$)

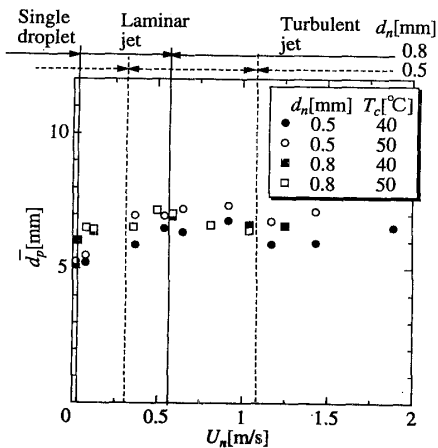


Fig.6 Relationship between \bar{d}_p and U_n

3-2 m-E 液滴群の沈降挙動

ここでは可視化実験により、試験部内の液滴群の沈降挙動の様子と個々の液滴粒子の沈降速度の測定を行った。図7は、試験部内を沈降する液滴群の沈降の状態のスケッチと可視化写真を示したものである。図8は、ノズル直径 $d_n = 0.5\text{mm}$ における m-E 液滴直径 d_p と沈降速度 U_p の関係を示したものである。ここで、沈降速度 U_p は実測による終末速度である。本実験範囲では、ノズル先端より終末速度に達する最大の沈降速度は、40mm 程度であり、ノズル先端から下方 100mm の位置における液滴の終末速度を液滴移動のビデオ撮影から求めた。また、図中に示される実線は、単一剛体球の終末速度 $U_{p\infty}$ の計算値であり、次式⁽⁵⁾に示す。

$$U_{p\infty} = U_c + \sqrt{\frac{4}{3} \frac{d_p \cdot g(\rho_d - \rho_c)}{C_D \cdot \rho_c}} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、抵抗係数 C_D は、次式⁽⁶⁾のように表される。

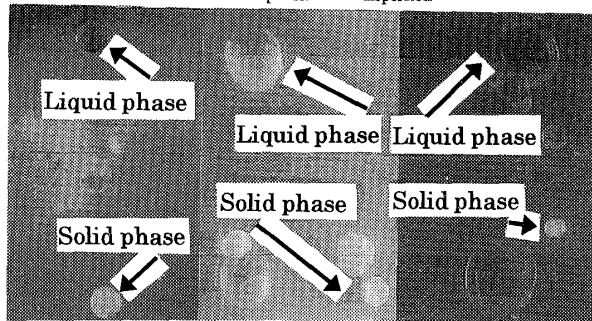
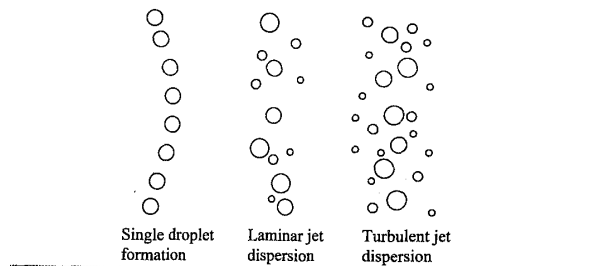


Fig.7 Flow behavior of m-E droplets

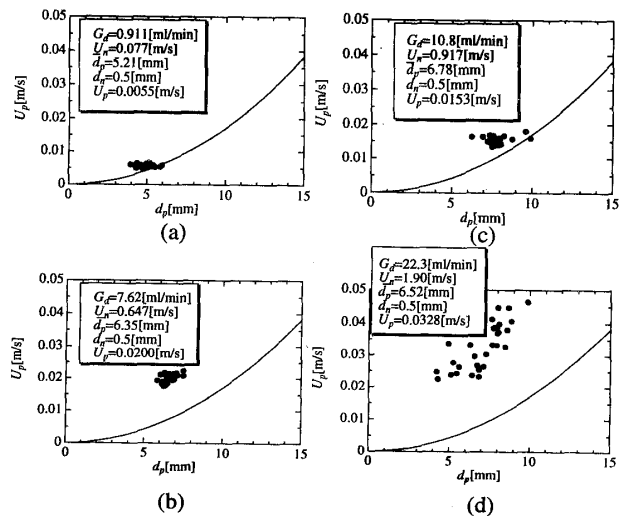


Fig.8 Relationship between d_p and $U_p, d_n=0.5\text{mm}$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} + 2Re_p = (U_p - U_c) \cdot d_p / \nu_c \dots \dots \dots (3)$$

図8に示されるように、いずれの噴射流速 U_n においても単一で沈降する剛体球の計算値と比べて、各液滴の沈降速度 U_p の増加が見られる。この要因として、試験部を沈降する液滴が群となることにより、試験部中心付近に下方への流れを生じさせ、その結果、液滴沈降速度の増加につながったものと考えられる。また、各 m-E 蓄熱材噴射領域ごとに着目すると、単一滴化領域 (図8[a]) においては、液滴径 d_p はほぼ均一であり、図7左例に示すように、液滴群は試験部内を整然と一列に蛇行しながら先行する液滴に追従していく。これは、先行する液滴により、試験部下方への流れが生じ、続く液滴が巻き込まれた結果、液滴群が直列に沈降していくものと考えられる。次に層流滴化領域 (図8[b][c]) では、図7中央に示すように液滴径にばらつきが生じ、液滴径の大きいものほど試験部中心付近を沈降して、より下方への流れの影響を受けて、微小な液滴はその周囲に点在し、全体として沈降速度が増す傾向にある。さらに、図7右例に示す乱流滴化領域 (図8[d]) においては、液滴径のばらつきも拡大し、層流滴化領域と比べてより小さな径や大きな径の発生が見られ、前述の現象が顕著に現れる。これは、m-E 蓄熱材噴射流量 G_d の増加により、試験部内の液滴の総数が増加することによる試験部下方への流れが強くなったためと考えられ、全体的に沈降速度の増加が著しくなる。このように液滴径の大きさにより様々に変化する液滴の沈降速度に対応した熱伝達を、液滴群の個々の液滴について議論することは非常に困難である。従って、沈降する m-E 蓄熱材液滴の算術平均直径 \bar{d}_p を求め、その沈降速度を代表速度とした。

3.3 m-E 液滴群の凝固率

図9は、凝固率 R と噴射流速 U_n の関係を示したものである。実験条件は熱媒体温度 $T_c=40^\circ\text{C}$ 一定、ノズル径 $d_n=0.5, 0.8\text{mm}$ である。図9における凝固率は U_n により大きく異なる。図6より、液滴の平均径の増減が凝固率の増減とは逆に現れ、液滴径が直接接熱交換の効率に大きく影響を及ぼすことが理解できる。図10及び図11は、ノズル径 $d_n=0.5, 0.8\text{mm}$ において、各噴射流速 U_n における、凝固率 R と連続相温度 T_c の関係を示したものである。図10及び図11に示すように、単一滴化領域 ($d_n=0.5\text{mm}$: $U_n < 0.3\text{m/s}$, $d_n=0.8\text{mm}$: $U_n < 0.1\text{m/s}$) における R は、 T_c が高くなるにつれ、なだらかな減少傾向となる。この場合、ノズルより離脱した液滴群は、3.2項において述べたように、シリコン油槽内を整然と蛇行しながら沈降し、他の液滴にほとんど干渉されることなく、個々の液滴ごとに

熱媒体との熱交換を行うため、比較的高い R の値となる。層流滴化領域 ($d_n=0.5\text{mm}$: $0.3 \leq U_n \leq 1.18\text{m/s}$, $d_n=0.8\text{mm}$: $0.1 \leq U_n \leq 0.6\text{m/s}$) においては、平均径 \bar{d}_p の増大や、熱媒体の試験部流入量に対して m-E 蓄熱材の噴射流量の増大による試験部内の蓄熱材量の増加が、周囲の熱媒体の温度上昇を引き起こし、結果として R の低下をもたらすこととなる。また、 $T_c=50^\circ\text{C}$ を越えた領域においては、凝固率が大きく低下する傾向にあるが、これは、液滴同士が干渉する際、液滴表面の熱媒体温度が高いために凝固し難く、液滴同士の合体がより進行したものと思われる。さらに、乱流滴化領域 ($d_n=0.5\text{mm}$: $U_n > 1.18\text{m/s}$, $d_n=0.8\text{mm}$: $U_n > 0.6\text{m/s}$) においては、 \bar{d}_p が層流滴化領域と比べて一担は低下することにより、凝固率の上昇が見られるが、前述のように、 $T_c = 50^\circ\text{C}$ を越え始めてから、より多くの試験部内液滴個数を有するため、液滴同士の合体が顕著になり、さらに大きな凝固率の低下をもたらす現象が見られる。

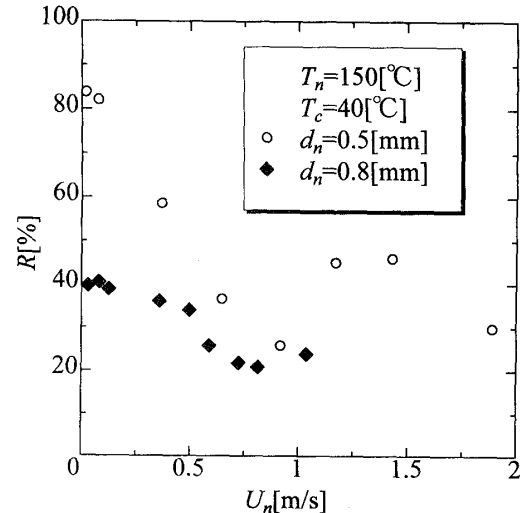


Fig.9 Relationship between U_n and R

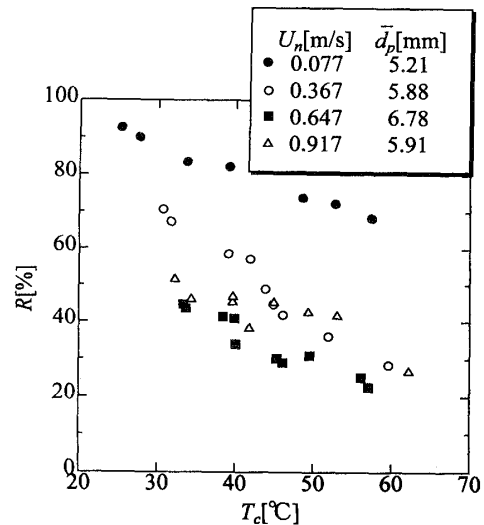


Fig.10 Variation of R with T_c ($d_n=0.5\text{mm}$)

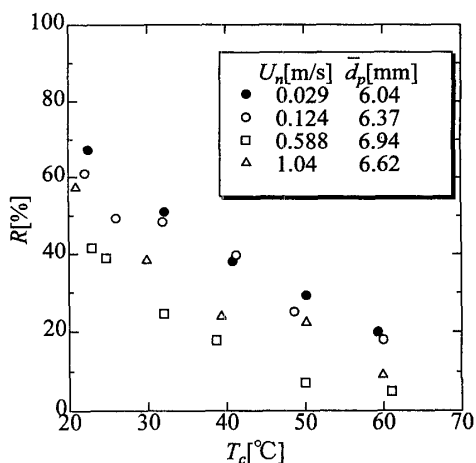


Fig.11 Variation of R with T_c ($d_n=0.8\text{mm}$)

3.4 m-E 液滴群と熱媒体間の交換熱量

図12は、m-E液滴群と熱媒体間の交換熱量 Q と連続相である熱媒体温度 T_c の関係を示したものである。m-E液滴群と熱媒体間の総交換熱量 Q は、m-E凝固潜熱量 Q_{lat} とm-E液滴の顕熱量 $Q_{sens,l}$ 及び凝固粒子の凝固固相部の顕熱量 $Q_{sens,s}$ の和で表わされ、凝固潜熱量 Q_{lat} は、凝固率 R を用いて次式で与えられる。

$$Q_{lat} = \rho_{dl} \cdot G_d \cdot L \frac{R}{100} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 ρ_{dl} 、 G_d : 噴射温度 T_n における m-E の密度及び体積流量である。また、m-E液滴表面の凝固が始まる際、その凝固開始時においては、液滴の混合平均温度は融点 T_m と見なし、液滴の顕熱変化量 $Q_{sens,l}$ は次式で表わした。なお、 C_{dl} は m-E 蓄熱材の噴射温度 T_n と融点 T_m の平均温度における比熱である。

$$Q_{sens,l} = \rho_{dl} \cdot G_d \cdot C_{dl} (T_n - T_m) \dots\dots\dots (5)$$

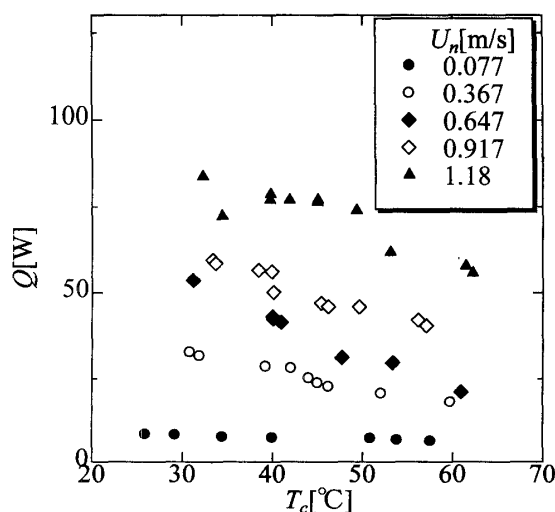


Fig.12 Variation of Q with T_c ($d_n=0.5\text{mm}$)

次に、一部凝固した液滴の固相部の顕熱量 $Q_{sens,s}$ の算出であるが、現実には、液滴固相部の温度分布の実測値を得ることは非常に困難である。加えて、 Q_{lat} と $Q_{sens,l}$ の和に対して $Q_{sens,s}$ は、本実験条件下では最大でも5%程度と非常に小さい値であるため無視できるものとして扱った。以上の結果、m-E液滴と周囲熱媒体との総交換熱量 Q は、一部凝固した液滴の固相部の顕熱量 $Q_{sens,s}$ を無視して、次のように表わした。

$$Q = \rho_{dl} \cdot G_d \left[C_{dl} (T_n - T_m) + L \frac{R}{100} \right] \dots\dots\dots (6)$$

図12により、3.3項においての凝固率 R の傾向と同様に、熱媒体温度 T_c の低下に伴い、 Q が増加する傾向にあることがわかる。しかしながら、各 m-E 蓄熱材の噴射流速における R の値は、主に液滴径の増減の傾向に影響されるが、各 m-E 蓄熱材の噴射流速における Q の値は、m-E 蓄熱材噴射流量 G_d の増減に大きく影響されていることがわかる。つまり、噴射流量の大きい乱流滴化領域において、 Q の値が増加する結果となった。

3.5 直接接触熱交換における実験整理式

3.5.1 m-E 液滴の代表径に関する無次元整理式

本研究における m-E 液滴群の熱伝達に関する実験整理式を導出するには、沈降する m-E 液滴の径を算出する必要がある。液滴群の代表径として平均直径 \bar{d}_p を以下の熱伝達に関する無次元整理式に導入することとし、まず、代表径の推算を目的とした実験整理式の導出を行った。m-E液滴の発生時において液滴に影響する因子は、密度差による重力、界面張力、液滴表面での粘性によるせん断力が影響する。それら液滴発生に関わる項を考慮に入れた無次元量を採用して推算を行う。まず、液滴の算術平均径を表すものとして Bo_n 、液滴の噴射時の代表速度を表す Re_n 、液滴にかかる慣性力を表す We_n を次元解析より、次のように導いた。

$$Bo_n = \frac{\bar{d}_p^3 g (\rho_d - \rho_c)}{\sigma d_n} \dots\dots\dots (7)$$

$$Re_n = \frac{U_n d_n}{\nu_d} \dots\dots\dots (8)$$

$$We_n = \frac{U_n^2 \rho_d d_n}{\sigma} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、ボンド数 Bo_n は液滴発生時において、液滴と熱媒体との密度差による力と界面張力の比、ウェーバー数 We_n は慣性力と界面張力の比を表す。さらに、本実験においては、前述で示したように液滴同士の合体が見られ、熱媒体の温度変化により液滴径が大きく変化するため、次に示す無次元温度比 θ を採用した。

$$\theta = \frac{T_n - T_m}{T_m - T_c} \dots \dots \dots (10)$$

以上より、単一滴化、層流滴化、乱流滴化領域における液滴径を表す Bo_n に対する諸無次元量の関係を図13、図14及び図15に示す。なお、図中に示される実線は次式で示される実験整理式である。

$$\begin{cases} Bo_n = 82We_n^{0.029} Re_n^{0.0071} \theta^{0.97} \\ Bo_n = 180We_n^{0.11} Re_n^{0.029} \theta^{1.7} \\ Bo_n = 110We_n^{0.32} Re_n^{0.043} \theta^{2.5} \end{cases} \dots \dots \dots (11)$$

それぞれ適用範囲は、 $Re_n < 100$, $100 \leq Re_n \leq 450$, $Re_n > 450$ であり、実験値との平均偏差はそれぞれ $\pm 5.9\%$, $\pm 13\%$, $\pm 10\%$ で一致する結果となった。また各領域とも、 Re_n による Bo_n の影響は少なく、m-E 蓄熱材と熱媒体との温度差を表すところの θ の影響が大きい結果となった。これは、m-E 蓄熱材の噴射流量を増大するほど、つまり試験部内を沈降する液滴総数が多くなるにつれて、熱媒体温度 T_c が高いことによる液滴の合体が影響するため、 θ の効果がより顕著となることから説明される。

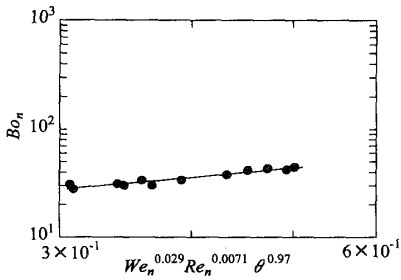


Fig.13 Correlation of Bo_n (Single droplet)

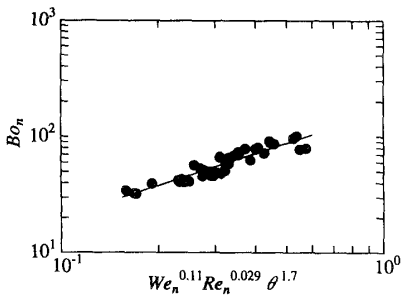


Fig.14 Correlation of Bo_n (Laminar jet)

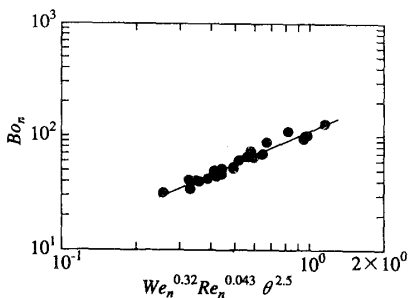


Fig.15 Correlation of Bo_n (Turbulent jet)

3.5.2 m-E 液滴代表速度に関する無次元整理式

ここでは、代表速度を算出するための無次元整理式の導出を行った。前述のボンド数 Bo_n 及び液滴レイノルズ数 Re_p を使い、m-E 蓄熱材とシリコン油の物性の変化を考慮に入れて、下記に示すモートン数 M と粘度比 (μ_d/μ_c) を導入した。

$$Re_p = \frac{U_p \bar{d}_p}{\nu_c} \dots \dots \dots (12)$$

$$M = \frac{g \nu_c^4 (\rho_d - \rho_c)}{\rho_c^2 \sigma^3} \dots \dots \dots (13)$$

これら諸無次元量を用いて整理した結果を図16、図17及び図18に示し、実線で示される実験整理式を下記に示す。

$$\begin{cases} Re_p = 0.48M^{-0.49} Bo_n^{0.046} (\mu_d/\mu_c)^{0.17} \\ Re_p = 8.0M^{-0.31} Bo_n^{0.14} (\mu_d/\mu_c)^{0.24} \\ Re_p = 10M^{-0.28} Bo_n^{0.20} (\mu_d/\mu_c)^{0.29} \end{cases} \dots \dots (14)$$

それぞれ適用範囲は、 $Re_n < 100$, $100 \leq Re_n \leq 450$, $Re_n > 450$ であり、実験値との平均偏差はそれぞれ $\pm 14\%$, $\pm 14\%$, $\pm 18\%$ で一致する結果となった。

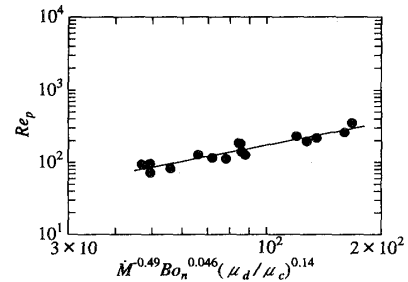


Fig.16 Correlation of Re_p (Single droplet)

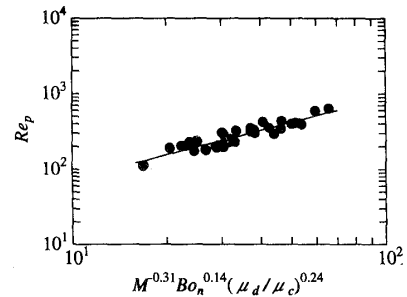


Fig.17 Correlation of Re_p (Laminar jet)

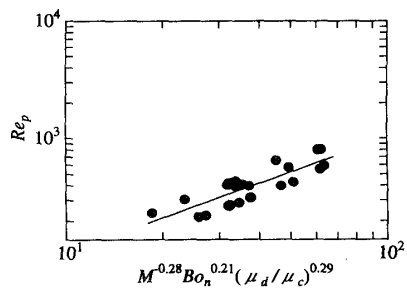
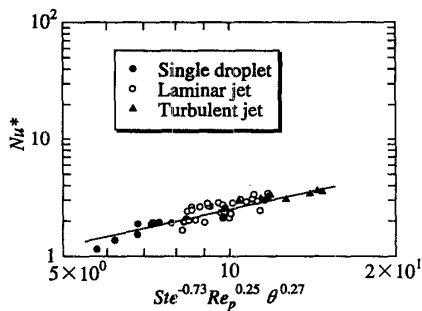


Fig.18 Correlation of Re_p (Turbulent jet)

Fig.19 Correlation of Nu^* ($Ste < 0.3$)

3.5.3 m-E 液滴群と熱媒体間の平均熱通過率の算出

本研究の目的である、m-E 液滴と熱媒体との平均の熱通過率 K_l を、前述より得られた総交換熱量 Q_l 、伝熱面積 A を用いて次のような関係式とした。

$$K_l = \frac{Q_l}{A \cdot \Delta T} \dots \dots \dots (15)$$

ここで、 ΔT は対数平均温度差であり、次式のようになる。

$$\Delta T = \frac{(T_n - T_c) - (T_m - T_c)}{\ln \frac{T_n - T_c}{T_m - T_c}} \dots \dots \dots (16)$$

よって、m-E 液滴と熱媒体間との平均の熱通過率を示す無次元量としての修正平均ヌセルト数 Nu^* を次のように定義した。

$$Nu^* = \frac{K_l \cdot \bar{d}_p}{\lambda_c} \dots \dots \dots (17)$$

Nu^* は、前述より求めた Re_p を用いるほか、ステファン数 Ste 及び無次元温度比 θ を用いて、実験整理式を導出した。ここで、ステファン数は修正ヌセルト数に式 (15) で定義される熱通過率に凝固による潜熱も含まれることを加味して用いたものである。さらに、無次元速度比は、熱媒体温度により液敵同士の合体などによる液滴径の変化の効果を表現するものである。 Ste は m-E 蓄熱材の顕熱量と潜熱量の比であり、以下の式により表わせる。

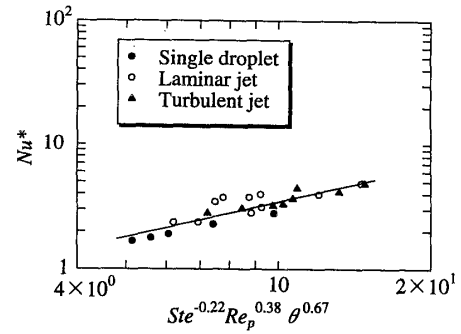
$$Ste = \frac{C_{ds}(T_m - T_c)}{L} \dots \dots \dots (18)$$

ここで、前述において述べたように、凝固率 R は熱媒体温度 T_c が 50 °C 付近において大きく低下する現象が見られるため、この前後で実験整理式を分ける必要がある。

T_c の変化を示す Ste により、 $Ste < 0.3$ と $Ste \geq 0.3$ の 2 通りの領域に分け整理した結果を図 19 及び図 20 に示す。なお、図中の実線は次に示す Nu^* の実験整理式である。

$$\begin{cases} Nu^* = 0.34 Ste^{-0.73} Re_p^{0.25} \theta^{0.27} \\ Nu^* = 1.1 Ste^{-0.22} Re_p^{0.38} \theta^{0.67} \end{cases} \dots \dots \dots (19)$$

それぞれ適用範囲は、 $Ste < 0.3$ 、 $Ste \geq 0.3$ であり、上式と実験値との平均偏差はそれぞれ、 $\pm 11\%$ 、 $\pm 12\%$ で一致する結果となった。図 19 及び図 20 より、単一滴化、層流滴化、乱

Fig.20 Correlation of Nu^* ($Ste \geq 0.3$)

流滴化となるに従い、 Nu^* の値が増加する傾向にある。これは、主に m-E 噴射流量の増大による試験部内液滴個数の増加をもたらす熱媒体の下向き流れの増大と、液滴群の熱媒体への攪拌効果が、m-E 液滴と熱媒体との熱伝達特性を促進させていることによる。

4. 結言

有機潜熱蓄熱材として蓄熱状態となる液相状態のメソ-エリスリトール (m-E 蓄熱材) とシリコン油との直接接触熱交換による凝固を伴う潜熱放熱実験を行い、以下に示すような結論を得た。

1. 密度差により沈降する m-E 液滴群の挙動は、単一で沈降する場合と比べて沈降速度が増加しており、その原因として液滴周辺の熱媒体が m-E 液滴群の沈降に巻き込まれるためであることが明らかとなった。
2. m-E 液滴群の平均径 \bar{d}_p 、代表速度 U_p の測定を行い、各 m-E 噴射形態毎の \bar{d}_p 及び U_p を推算するための実験整理式の導出を行った。
3. 実験整理式により得られた \bar{d}_p 及び U_p を用いて、各 m-E 噴射形態ごとの試験部内の平均修正ヌセルト数 Nu^* の実験整理式の導出を行った。

5. 参考文献

- (1) 稲葉-佐藤:機論 (B 編),60-580(1994),4236-4244.
- (2) Frank,K.,Boehm,R.F.:Direct-Contact Heat Transfer, (1988),45,Springer-Verlag.
- (3) 尾花秀朗:熱交換器設計ハンドブック, (1990),1181,工学図書.
- (4) 高橋:ほか 2 名:第 16 回日本熱物性シンポジウム物性論文集,(1995),221-224.
- (5) Klee,A.J and Treybal,R.E.:AIChE J.,2-4(1956)444-448
- (6) Rubey,W.W.:American J. of Sci.,25-148(1933),325-336.