

## 損傷된 原子爐心の 冷却

——研究現況分析——

(Degraded Core Cooling)

車 宗 熙

韓國에너지研究所

(1985. 10. 20 접수)

### 記號說明

$c_f$	液體의 比熱
$d$	粒子直徑
$g$	重力의 加速度
$H$	粒子層의 높이
$h_{fg}$	冷却材의 蒸發熱
$h_v$	體積熱傳達係數
$K$	熱傳導係數
$k$	透過率
$P$	壓力
$Q$	體積熱發生率
$q_d$	드라이아웃熱流束
$T$	溫度
$u_f, u_g$	각각 液體 및 蒸氣의 流速
$w$	流量
$z$	垂直座標
$\alpha$	蒸氣體積率
$\gamma$	液體體積率
$\epsilon$	空隙率
$\mu_f, \mu_g$	각각 液體 및 蒸氣의 粘性係數
$\nu_f, \nu_g$	각각 液體 및 蒸氣의 動粘性係數
$\rho_f, \rho_g$	각각 液體 및 蒸氣의 密度
$\sigma$	液體의 表面張力

### 1. 序 論

原子爐, 특히 加壓型輕水爐에서 冷却材喪失事故가 일어나면 非常爐心冷却系統이 作動되어 原子爐 정지후에도 발생하는 崩壞熱을 除去하여 爐心を 충분히 冷却維持시킬 수 있도록 設計되어 있다. 그러나 冷却材喪

失事故時 만일 非常爐心冷却系統이 제대로 機能을 다하지 못한다면 崩壞熱을 제때에 제거하지 못하여 核燃料, 被覆材 및 爐心構造材의 溫度는 時間과 더불어 계속 上昇하게 된다. 爐心이 加熱되는 동안 被覆材의 主成分인 지르코늄(zirconium)과 물이 작용하여 水素의 발생과 지르코늄의 酸化가 일어난다. 지르코늄의 酸化는 被覆材를 脆化시키며, 또 핵연료의 熔融과 '核分裂生成物의 放出로 核燃料棒의 内部壓力이 증가되어 이것이 被覆材破裂의 원인이 된다. 被覆材가 健全성을 잃게 되면 熔融核燃料은 冷却材流路로 흘러나가게 되며 冷却領域에 흘러 내려간 熔融核燃料은 凍結된다. 이때 急冷에 의한 熱應力發生은 核燃料을 조각으로 만든다. 이 단계에서 冷却材의 流動經路가 잘 確立되지 않으면 爐心の 水力學的 抵抗은 상당히 증가될 것이다.

이러한 熔融, 凍結, 그리고 急冷過程中에 생기는 粒子分裂은 대단히 복잡한 과정으로서 아직 잘 알려져 있지 않다. 가혹하게 損傷된 상태에서는 爐心은 여러 가지 크기와 모양의 發熱性 및 非發熱性 粒子를 포함한 多孔層을 형성하게 될것이다. 이런 多孔層은 계속 崩壞熱을 發生함으로 이 層의 冷却이 계속 유지되어야 한다. 이와같이 가혹하게 損傷된 爐心の 冷却問題는 TMI-2 事故後 큰 관심을 가지게 되었다.

여기서 爐心の 損傷狀態와 그 冷却에 대하여 考察하여 보기로 한다. 損傷된 爐心の 冷却材 流入口 근처가 완전히 閉塞되어 있지 않다면 爐心を 지나는 壓力差를 감당할 수 있는 流量의 冷却材를 공급하면 爐心の 冷却은 가능하게 될것이다. 만일 損傷된 爐心の 冷却材流入口가 완전히 閉塞되었다면 爐心은 液體 풀(pool) 속에 잠길 수 있으며 이때의 爐心の 冷却은 爐心を 잠긴 液體에 의해서, 그리고 多孔層內에서 沸騰에 의하여 발생된 蒸氣에 의해서 유지될 수 있다. 이 경우 最大熱除去率이 爐心데브리(core debris)內의 熱發生率

보다 적다면 데브리는 부분적으로 드라이아웃(dryout) 되고 드라이아웃된 후는 溫度가 上昇하여 데브리의 再熔融의 가능성을 가지게 된다. 여기서 드라이아웃이라 함은 데브리層의 局部溫度가 液體(冷却材)의 飽和溫度를 넘을 때 일어나는 현상을 말한다.

損傷된 爐心の 냉각을 적절하게 유지할 수 없게 되면 爐心과 構造材는 溫度暴走로 熔融하여 原子爐容器 밑으로 떨어질 수 있다. 만일 下部플리넘(lower plenum)에 冷却材가 있다면 떨어진 爐心 조각과 물(冷却材)의 작용이 일어날 것이다. 그후의 상태는 떨어진 데브리 量, 下部플리넘內의 冷却材의 양 및 서브쿨링(subcooling) 상태에 달렸다. 이때 容器가 破損되지 않고 충분한 冷却材가 공급된다면 데브리의 崩壞熱은 드라이아웃없이 제거될 수 있을 것이다. 만일 原子爐容器가 破損된다면 데브리는 原子爐空洞(reactor cavity)으로 噴出될 것이며 이때 空洞內에 냉각제가 있어 데브리의 崩壞熱을 충분히 제거할 수 있다면 데브리는 冷却이 가능한 상태를 유지할 수 있을 것이다. 그러나 만일 충분한 冷却材가 없다면 데브리는 드라이아웃 되고 熔融되어 콘크리트基礎를 뚫고 내려갈 것이다. 이와같이 가혹한 爐心損傷事故의 수습은 全沸騰이거나 強制對流沸騰이거나 간에 損傷爐心の 냉각가능상태의 유지에 달린 것이다.

損傷된 爐心の 冷却에 대한 研究는 데브리層 冷却時 드라이아웃 熱流束결정에 主眼點을 두고 있으며 처음에는 高速增殖爐의 安全評價를 위한 研究의 하나로 시작되었다. TMI-2사고후는 輕水爐에 擴大되었으며 지난 10年間 많은 연구가 수행되어 왔다. 여기서는 損傷된 爐心을 熱을發生하데 브리層으로 다루어 이것의 冷却에 관련한 그간의 理論的, 實驗的 研究現況을 조사하여 종합해 보기로 한다.

## 2. 드라이아웃 理論

熱을 發生하는 데브리層의 드라이아웃 熱流束 計算 모델은 일반적으로 損傷된 爐心の 冷却材 流入口가 완전히 閉塞되었다고 가정하였을 때의 冷却형태인 全沸騰과 冷却材의 유입이 가능하다고 가정하였을 때의 強制對流沸騰으로 大分되는데 지금까지 도출된 드라이아웃 모델은 全沸騰에 대한 것이 주류를 이루고 있다.

初期에 도출된 全沸騰에 대한 Dhir-Catton 모델[1, 2]은 多孔層을 흐르는 液體의 流動이 層流(laminar flow)라고 가정하고, 드라이아웃 熱流束을 冷却材의 物性值, 데브리層의 特性, 그리고 流體流動을 주는 驅動力의 函數로서 표현하였다. 그후 Hardee-Nilson[6]

은 서로 분리되어 逆流하는 下降液體와 上昇蒸氣의 流動을 層流라고 가정하여 드라이아웃 熱流束 關係식을 얻고 있는데 여기서는 Dhir-Catton 모델이 液體抵抗이 드라이아웃 熱流束을 제어한다고 나타낸 것에 대해 蒸氣抵抗이 이를 제어한다고 주장하고 있다. Shires-Stevens[8]는 처음으로 液體와 蒸氣間의 相境界의 表面張力(capillary force)으로 인한 毛管力의 영향을 드라이아웃 關係식에 포함시켰다. Jones등[9]은 液體와 蒸氣가 球粒子層을 서로 逆으로 흐르는 層流, 環狀流에 근거하여 底部加熱의 깊은 층에 대한 모델을 제시하였고, Ostensen-Lipinski[11]는 비교적 깊은 粒子로 된 깊은 층에 대하여 冠水(flooding) 현상을 근거로 하여 드라이아웃 熱流束의 關係식을 도출하고 있다. Lipinski[13]는 流體流動을 亂流(turbulent flow)로 擴張適用하고 또 毛管力의 영향을 도입하여 上, 下向 沸騰에 대한 드라이아웃 熱流束 關係식을 수립하였고 최근에는 適用範圍를 넓힌 1次元모델[15]을 개발하고 있다.

強制對流沸騰에 대한 드라이아웃 解析은 그리 많지 않으며 Naik-Dhir[31]의 粒子層에서의 드라이아웃이 없는 強制對流沸騰時 溫度分布과 壓力降下에 대한 것이 代表的이다.

다음에 각 모델에 대한 개요를 소개하기로 한다.

### 2-1 Dhir-Catton 모델

Dhir-Catton[1, 2]은 그림 1과 같이 加熱된 깊은 데브리層이 층을 잠긴 冷却材의 自然對流에 의해 냉각될 때의 드라이아웃 熱流束을 도출하고 있다. 데브리層의

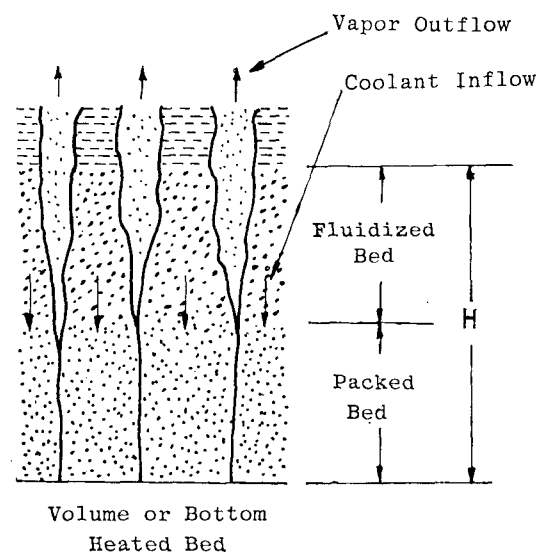


그림 1. Dhir-Catton의 Dryout Model

頂上 표면으로부터 아래로 내려가 冷却材流量은 층으로부터 밖으로 나가는 蒸氣의 流量과 균형을 이루도록 조절된다. 液體와 蒸氣의 相間的 密度差는 冷却材의 下降流量에 대한 驅動力으로 작용한다. 데브리층의 드라이아웃 熱流束은 층의下部 充填領域(packed region)을 지나는 최대 가능 冷却材流動率로 제어한다. 다음의 가정을 둔다.

(1) 液體流速은 낮아서 液體의 慣性은 무시할 수 있다.

(2) 蒸氣의 相對速度는 크지 않기 때문에 蒸氣의 上向流는 凝結제에 대하여 抗力이 적거나, 없다.

(3) 充填層領域의 蒸氣가 占하는 斷面積은 무시할 수 있을 정도로 작다.

(4) 粒子는 球形이고 주어진 입자 크기 範圍에서 입자의 平均直徑은 平均重量을 갖는다.

底部 充填層을 지나는 冷却材流動에 대한 總運動量方程式은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\mu_f}{k} \frac{U}{(\bar{d})^2} = (\rho_f - \rho_g)g \quad (2.1.1)$$

여기서  $k$ 는 透過率(permeability)이고  $\bar{d}$ 는 粒子의 平均直徑이다. 層의 斷面에서의 冷却材의 平均길보기速度(superficial velocity)  $u$ 는 (2.1.1)式으로부터 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$u = \frac{k}{\mu_f} (\rho_f - \rho_g)g (\bar{d})^2 \quad (2.1.2)$$

여기서 透過率  $k$ 는 層의 空隙率(porosity)  $\epsilon$ 를 써서 다음과 같이 표시할 수 있다[3].

$$k \sim \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} \quad (2.1.3)$$

따라서 (2.1.2)式은 다음과 같이 表示된다.

$$u = c_1 \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} \frac{(\bar{d})^2 (\rho_f - \rho_g)g}{\mu_f} \quad (2.1.4)$$

여기서 定數  $c_1$ 는 실험적으로 정해진다.

加熱體로 부터 전달되는 에너지는 加熱體表面에 인접한 液體를 蒸發시키는데 사용된다. 따라서 드라이아웃 熱流束,  $q_d$ 는 에너지均衡에 의해 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$q_d = \rho_f h_{fg} u \quad (2.1.5)$$

또는

$$q_d = c_1 \frac{\epsilon^3 (\bar{d})^2}{(1-\epsilon)^2} \frac{h_{fg} g \rho_f (\rho_f - \rho_g)}{\mu_f} \quad (2.1.6)$$

Dhir-Catton은 高周波 誘導加熱된 鋼, 鉛粒子를 아세톤, 메타놀 및 물로 冷却시킬 때 (2.1.6)式에서의  $c_1$ 의 값으로서  $10^{-4}$ 을 얻고있다. 底部加熱層에 대한 Gabor 등[4] 및 Sowa 등[5]의 실험결과에서 드라이아웃 熱流束을 (2.1.6)式에 의해 상관시킬 때  $c_1$ 의 값으로서  $5 \times$

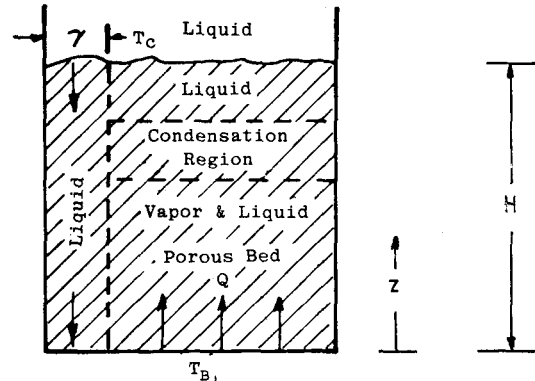


그림 2. Hardee-Nilson의 Dryout Model

$10^{-5}$ 을 얻고 있다.

## 2-2. Hardee-Nilson모형

Hardee-Nilson[6]은 그림 2와 같이 容器內 液體몰속에 잠긴 열이 발생하는 多孔層에서의 二相沸騰熱傳達 모델에 의하여 드라이아웃 熱流束 關係式을 도출하고 있다. 그림과 같이 二相領域에서 液體는 한 領域에서 내려가고, 液體와 蒸氣는 다른 領域에서 올라간다. 下降流의 液體領域에서 처음  $T_c$ 의 溫度의 液體는 底部에 달하면서 發生熱을 흡수하여  $T_b$ 로 상승한다. 上昇流體領域에서는 相變化를 하면서 發生熱을 흡수한다. 上昇 液體와 蒸氣가 層의 頂上에 도달하면 蒸氣의 열마간은 再凝結하고 또 얼마간의 蒸氣는 배출된다.

上昇流體가 모두 증기가 되는 層頂上근처 斷面에서의 에너지方程式은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\gamma \rho_f u_f c_f (T_b - T_c) + (1-\gamma) u_g \rho_g h_{fg} = QH \quad (2.2.1)$$

여기의  $\gamma$ 는 液體의 體積率이고  $Q$ 는 體積當 熱發生率이다. 여기에 적용되는 連續方程式은 다음과 같다.

$$\gamma \rho_f u_f = (1-\gamma) \rho_g u_g \quad (2.2.2)$$

下降液體에 대한 Darcy法則은

$$u_f = \frac{k}{\mu_f} \left( \rho_f g - \frac{dP}{dz} \right) \quad (2.2.3)$$

그리고 上昇蒸氣에 대하여는

$$u_g = \frac{k}{\mu_g} \left( -\frac{dP}{dz} - \rho_g g \right) \quad (2.2.4)$$

氣體密度는 작으므로 (2.2.4)式은 대략적으로

$$u_g = \frac{k}{\mu_g} \left( -\frac{dP}{dz} \right) \quad (2.2.5)$$

(2.2.1)式과 (2.2.2)式을 조합하여  $\rho_g u_g$ 를 消去하면

$$\gamma \rho_f u_f [c_f (T_b - T_c) + h_{fg}] = QH \quad (2.2.6)$$

(2.2.3)式과 (2.2.5)式을 조합하여  $dP/dz$ 를 消去하면

$$\frac{u_f \mu_f}{k} = \rho_f g - \frac{u_g \mu_g}{k} \quad (2.2.7)$$

$$u_g = \frac{\gamma}{1-\gamma} \frac{\rho_f u_f}{\rho_g}$$

에 대하여 연속방정식결과를 사용하면 (2.2.7)식은 다음과 같이 된다.

$$\rho_f u_f \left( \nu_f + \frac{\gamma}{1-\gamma} \nu_g \right) = \rho_f g k \quad (2.2.8)$$

여기의  $\nu$ 는 動粘性係數이다. (2.2.6)식과 (2.2.8)식을 조합하면  $u$ 를 消去할 수 있다. 즉

$$Q = \frac{\gamma [c_f (T_B - T_C) + h_{fg}] g k \rho_f}{H \left( \nu_f + \frac{\gamma}{1-\gamma} \nu_g \right)} \quad (2.2.9)$$

$\gamma$ 가 零 또는 1일때  $Q$ 가 零이 됨으로  $Q$ 의 最大值를 가져오는  $\gamma$ 의 어떤 中間値가 있을 것이다. 이 최대치에 대하여 풀면

$$-\frac{d}{d\gamma} \left[ \frac{QH}{c_f (T_B - T_C) + h_{fg}} \right] = 0.$$

이 결과는 다음과 같다.

$$\frac{1-\gamma}{\gamma} = \left( \frac{\nu_g}{\nu_f} \right)^{1/2} \quad (2.2.10)$$

및

$$\gamma = \frac{1}{\left( \frac{\nu_g}{\nu_f} \right)^{1/2} + 1} \quad (2.2.11)$$

드라이아웃 熱發生率  $Q_d$ 는 (2.2.11)식과 (2.2.21)식을 (2.2.9)식에 대입하고  $T_B = T_{Boiling}$ 으로 놓아 다음과 같이 표시된다.

$$Q_d = \frac{g k \rho_f h_{fg}}{H \nu_g} \frac{[1 + c_f (T_{Boiling} - T_C) / h_{fg}]}{[1 - (\nu_f / \nu_g)^{1/2}]^2} \quad (2.2.12)$$

여기서 Kozeny 關係式[7]

$$k = \frac{d^2}{180} \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} \quad (2.2.13)$$

을 代入하면 層의 頂上表面에서의 드라이아웃 熱流束  $q_d (= Q_d H)$ 는 다음과 같이 표시된다.

$$q_d = \frac{\epsilon^3 d^2}{180 (1-\epsilon)^2} \frac{g \rho_f h_{fg}}{\nu_g} \left[ 1 + \left( \frac{\nu_f}{\nu_g} \right)^{1/2} \right]^{-2} \quad (2.2.14)$$

### 2-3. Shires-Stevens 모델

Shires-Stevens[8]는 容器內 液體중에 잠긴 열이 발생하는 粒子層에 대하여 층의 粒子間의 毛管力을 고려한 드라이아웃 熱流束 計算式을 발표하고 있다. 그들은 液體와 蒸氣의 境界에서의 表面張力과 결합한 毛管力을 浮力에 부가하여 이것이 층을 流出하는 증기에 대한 抵抗과 균형된다고 보았다. 층의 粒子들이 一連의 平行毛細管의 역할을 한다고 보고 이때의 驅動 毛管 壓力은 다음과 같이 표시된다.

$$dp = \frac{6\sigma}{c'} \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon} \frac{1}{d} \quad (2.3.1)$$

여기의  $c'$ 는 定數이다.

드라이아웃 熱流束은

$$q_d = c_2 \frac{\epsilon^3 d^2}{180 (1-\epsilon)^2} \frac{g (\rho_f - \rho_g) h_{fg}}{\nu_g} \left[ 1 + \frac{4.3\sigma (1-\epsilon)}{(\rho_f - \rho_g) g d H} \right] \quad (2.3.2)$$

여기의  $c_2$ , 4.3은 실험적 定數이다.

### 2-4. Jones등의 모델

Jones등[9]은 데브리層에서 底部加熱(bottom heated)에 대한 드라이아웃 熱流束을 다음 가정아래 도출하고 있다.

(1) 粒子層새를 지나는 液體-蒸氣流動은 서로 逆으로 흐르는 環狀流이다.

(2) 粒子는 球形이고 균일하다.

(3) 蒸氣는 底部加熱面 전체에 걸쳐 발생한다.

(4) 液體와 蒸氣의 流動은 層流이다.

(5) 流動面의 周邊길이(perimeter)는 流動面積의 제곱근에 비례한다.

(6) 液體-蒸氣境界面의 모양은 液體-固體境界面과 유사하다.

Bird등의 著書[10]에서 Blake-Kozeny방정식을 도출한 방법을 사용 底部加熱에 대한 드라이아웃 熱流束을 다음과 같이 얻고 있다.

$$q_d = \frac{\epsilon^3 d^2}{150 (1-\epsilon)^2} \frac{g (\rho_f - \rho_g) h_{fg}}{\nu_g} \left[ \frac{1}{\alpha^3 (1-\alpha)} + \frac{\nu_f}{\nu_g} \frac{1}{(1-\alpha)^3} \right]^{-1} \quad (2.4.1)$$

### 2-5. Ostensen-Lipinski 모델

Ostensen-Lipinski[11]는 粒子直徑이 1mm이상의 粒子層에 대하여 冠水(flooding) 현상에 근거하여 드라이아웃 熱流束계산식을 얻고 있다.

큰 입자를 가진 充填層內 二相流(亂流로 간주)에 대한 冠水基準(flooding criterion)은 많은 실험적 측정들 근거로하여 다음과 같이 표시하고 있다[12].

$$u_f^{1/2} + u_g^{1/2} = 0.775 \quad (2.5.1)$$

여기서

$$u_g^* = u_g \left( \frac{\rho_g}{g D \rho_f \epsilon^2} \right)^{1/2} \quad (2.5.2)$$

그리고

$$u_f^* = u_f / (g D \epsilon^2)^{1/2} \quad (2.5.3)$$

여기의  $u_g$ =上向蒸氣流速,  $u_f$ =下向液體流速,  $D$ =粒子表面積에 대한 流動體積의 比.

여기서 表面張力은 작은 값이기 때문에 그 영향은 무시하였다. 또 粒子는 冠水가 적용될 수 있을 정도의 크고 무거운 것으로 간주한다.

연속방정식은

$$\rho_f u_f = \rho_g u_g \quad (2.5.4)$$

(2.5.1)~(2.5.4)式들로부터 冠水時의 蒸氣流速  $u_{g,f}$ 은 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$u_{g,f} = \frac{0.601(gD\epsilon^2\rho_f/\rho_g)^{1/2}}{[1+(\rho_g/\rho_f)^{1/4}]^2} \quad (2.5.5)$$

蒸氣流速은 層의 頂上에서 최대이며 여기서의 드라이아웃 熱流束은

$$q_d = \rho_g h_{fg} u_{g,f} \quad (2.5.6)$$

$D$ 의 값은 充填層이 얼마나 팍 차 있는가에 달렸으며 그 정도를 比表面積  $S$ (입자체적에 대한 입자표면적의 비)와 관련하여 표시하면

$$D = \frac{\epsilon}{(1-\epsilon)S} \quad (2.5.7)$$

따라서 드라이아웃 熱流束은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$q_d = \frac{0.601h_{fg}[\rho_f\rho_g g\epsilon/S(1-\epsilon)]^{1/2}}{[1+(\rho_g/\rho_f)^{1/4}]^2} \quad (2.5.8)$$

여기서 粒子層이 직경  $d$ 의 均一球로 구성되어 있다면 比表面積은  $6/d$ 이며 따라서 드라이아웃 熱流束은

$$q_d = \frac{0.245h_{fg}[\rho_f\rho_g g d\epsilon^3/(1-\epsilon)]^{1/2}}{[1+(\rho_g/\rho_f)^{1/4}]^2} \quad (2.5.9)$$

여기서 특기할 것은 지금까지의 드라이아웃 熱流束계산식들, 즉 (2.1.6), (2.2.14), (2.3.2) 및 (2.4.1)式들에서 드라이아웃 熱流束이 粒子直徑의 제곱에 비례한다고 표현한 것에 대해 Ostensen-Lipinski 모델에서는 드라이아웃 熱流束이 입자직경의 제곱근에 비례한다고 표시한 것이다. 후에 언급되지만 (2.5.9)式은 굵은 粒子領域에서 실험결과와 잘 부합되고 있다.

## 2-6. Lipinski의 零次元 모델

Lipinski[13]는 Hardee-Nilson의 드라이아웃 모델을 확장하여 亂流를 도입하고 또한 Shires-Stevens의 毛管力의 영향을 포함하여 上向과 下向沸騰에 대한 드라이아웃 熱流束 관계식을 도출하였다.

多孔性 媒體를 지나는 서로 逆流하는 二相流體에 대한 保存方程式[14]을 쓰면 다음과 같다.

$$\frac{\rho_g}{\eta\eta_g}u_g^2 + \frac{\mu_g}{kk_g}u_g - \frac{\Delta P_g}{H} + \rho_g g = 0 \quad (2.6.1)$$

$$-\frac{\rho_f}{\eta\eta_f}u_f^2 - \frac{\mu_f}{kk_f}u_f - \frac{\Delta P_f}{H} + \rho_g g = 0 \quad (2.6.2)$$

$$\rho_g u_g h_{fg} = QH \quad (2.6.3)$$

$$\rho_g u_g - \rho_f u_f = 0 \quad (2.6.4)$$

$$\Delta P_g - \Delta P_f = \sigma \left( \frac{\epsilon}{5k} \right)^{1/2} \quad (2.6.5)$$

여기서  $\Delta P$ =層을 지나는 壓力降下,  $Q$ =體積熱發生率,  $k$ =層의 透過率,  $k_g, k_f$ =比透過率(無次元), 그리고  $\eta, \eta_g, \eta_f$ 는 亂流에 대한 對應因子이다.

Kozeny-Carman의 관계식으로 부터

$$k = \frac{d^2}{180} \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} \quad (2.6.6)$$

이에 대한 亂流 對應因子는

$$\eta = \frac{d}{1.75} \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon} \quad (2.6.7)$$

여기서 단순 선형 比透過率代身 均質二相流에 대한 실험적 比透過率[14]을 사용하여

$$k_g = 1 - 1.11\gamma \quad (2.6.8)$$

$$k_f = \gamma^3 \quad (2.6.9)$$

여기의  $\gamma$ 는 液體體積率이다, 亂流 對應因子는 다음과 같이 선정된다.

$$\eta_g = (1-\gamma)^3 \quad (2.6.10)$$

$$\eta_f = \gamma^3 \quad (2.6.11)$$

上記式들을 조합하여 熱이 발생하는 粒子層 頂上の 熱流束  $q$ 를 얻는다.

$$q = \rho_g h_{fg} [(u_i^2 + u_f^2)^{1/2} - u_i] \quad (2.6.12)$$

여기서

$$u_i = \frac{\eta}{2kk_g} \left( \frac{\nu_g}{k_g} + \frac{\nu_f}{k_f} \right) / \left( \frac{1}{\rho_g \eta_g} + \frac{1}{\rho_f \eta_f} \right) \quad (2.6.13)$$

$$u_f = \left[ \frac{\eta(\rho_f - \rho_g)g}{\rho_g^2} (1 + \lambda_c/H) / \left( \frac{1}{\rho_g \eta_g} + \frac{1}{\rho_f \eta_f} \right) \right]^{1/2} \quad (2.6.14)$$

$$\lambda_c = \frac{\sigma(\epsilon/k)^{1/2}}{\sqrt{5}(\rho_f - \rho_g)g} \quad (2.6.15)$$

드라이아웃 熱流束은  $\gamma$ 의 변화에 대한  $q$ 의 최대치(수치적으로)를 구해 얻어진다. 작은 粒子( $d \ll 1\text{mm}$ )에 대하여 드라이아웃 熱流束은 다음과 같다.

$$q_d = q_0(1 + \lambda_c/H) \quad (2.6.16)$$

여기서

$$q_0 = gkh_{fg}(\rho_f - \rho_g) \left[ \frac{\nu_g}{1-1.11} + \frac{\nu_f}{\gamma^3} \right]^{-1} \quad (2.6.17)$$

그리고

$$\gamma = [0.833\nu_f/\nu_g + (2.70\nu_f/\nu_g)^{1/2}]^{1/2} - (0.833\nu_f/\nu_g)^{1/2} \quad (2.6.18)$$

여기서  $H > \lambda_c$ 이면  $q_d$ 는 粒子直徑의 제곱에 따라 변하고,  $H < \lambda_c$ 이면 입자직경에 따라 線型으로 변한다.

입자직경이 큰때( $d > 1\text{mm}$ )의 드라이아웃 熱流束은 다음과 같이 표시된다.

$$q_d = \frac{h_{fg}[\rho_g(\rho_f - \rho_g)g\eta(1 + \lambda_c/H)]^{1/2}}{[1+(\rho_g/\rho_f)^{1/4}]^2} \quad (2.6.19)$$

여기서는  $H > \lambda_c$ 이면  $q_d$ 는 입자직경의 제곱근에 따라 변하고,  $H < \lambda_c$ 이면 입자직경에 무관하다.

그림 3은 10cm깊이의 粒子層에서 Sodium대 하여 1atm.,  $\epsilon=0.40$ 에서 각 모델의 粒子크기에 따른 變化曲線을 圖示한 것인데 Dhir-Catton 및 Hardee-Nilson 모델은 小粒子領域에서, 그리고 Shires-Stevens모델은 中, 小粒子領域에서 Ostensen-Lipinski모델과는 大粒

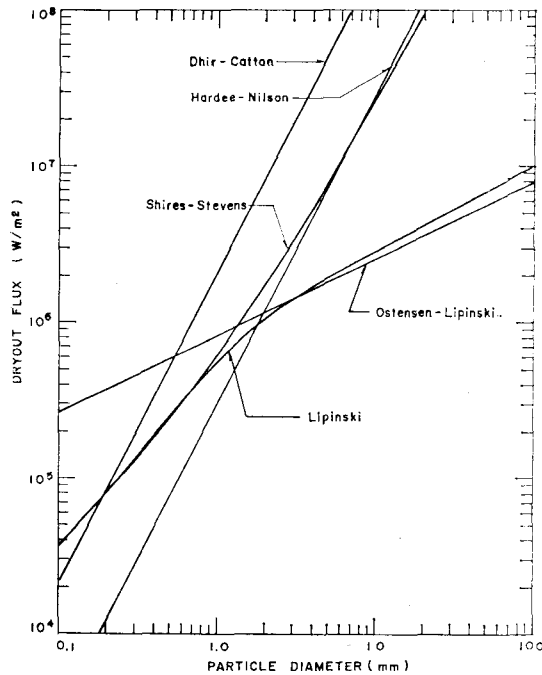


그림 3. 여러모델의 Dryout Heat Flux 比較

子領域에서 Lipinski모델과 만나고 있음을 보여 주고 있다.

粒子層内の 강한 毛管力은 액체를 아래에서 위로 끌어 올리고, 증기를 아래로 밀어 내린다. 이 현상을 下向沸騰이라 한다. 底面絶緣의 경우, 下向蒸氣는 背壓을 상승시켜 이 현상을 정지시키나 底面冷却의 경우는 蒸氣가 凝縮되어 下向沸騰은 계속된다.

下向沸騰區間에서의 드라이아웃 基準은 (2.6.16)式에서  $(\lambda_c/H)$ 의 毛管力項의 부호를 반대로하면 작은 粒子에 대하여 얻을 수 있다. 즉 上向沸騰의 경우와 下向沸騰의 경우의 드라이아웃 熱流束은 다음과 같다.

$$q_{up} = \frac{q_0}{2} \left\{ \frac{2\lambda_c}{H} + \left[ \left( \frac{2\lambda_c}{H} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} + 1 \right\} \quad (2.6.20)$$

$$q_{down} = \frac{q_0}{2} \left\{ \frac{2\lambda_c}{H} + \left[ \left( \frac{2\lambda_c}{H} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (2.6.21)$$

## 2.7. Lipinski의 一次元모델

Lipinski는 均一한 粒子層뿐만 아니라 成層 粒子層에도 적용할 수 있는 一次元모델[15]을 수립하였으며 이어 더욱 적용범위를 넓인 一次元모델[16]을 개발하였는데 여기서는 後者를 소개하기로 한다.

이 모델은 層流 및 亂流의 영향, 二相摩擦, 重力 및 毛管力의 영향, 그리고 液體層 상부에 形成되는 채널(channel)에 대한 것등이 포함되고 있으며, 액체가 底部로부터 유입할 수 있는 透過性支持가 있는 경우와

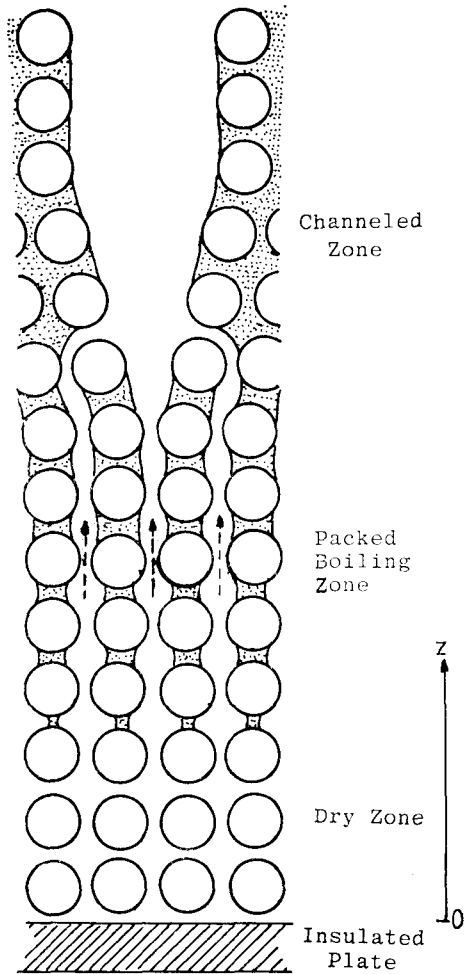


그림 4. Lipinski의 1次元 Dryout Model

底部가 斷熱되었거나 不透性板의 경우등에 다 적용이 가능하다.

그림 4는 絶緣된 板에 놓인 單一크기의 球狀 粒子層 단면내에서 液體와 蒸氣가 流動하는 모양을 표시한 것이다. 蒸氣는 粒子層 上部에서 입자를 밀어 내어 蒸氣채널을 형성하고 있는데 이 채널은 蒸氣流動에 큰 도움을 준다. 채널아래는 液體와 蒸氣가 粒子사이에서 서로 逆流하는 層을 형성하고 있으며 液體層의 出力(power)이 증가하면 層內에선 蒸氣部分이 증가하고 液體部分이 감소하게 된다. 어떤 出力에선 液體가 底部에 도달하기 전에 전부 증발시킬 수 있도록 液體流動은 감소하고 증기유동이 커지게 된다. 이 점이 바로 드라이아웃 開始出力이며 이때의 層頂部熱流束이 드라이아웃 熱流束이다.

粒子層의 充填領域(packed region)에서 높이  $z$ 에서

의 定常 에너지 및 質量方程式은

$$\frac{d}{dz} (\rho_g u_g + \rho_f u_f) = Q \quad (2.7.1)$$

그리고

$$\frac{d}{dz} (\rho_g u_g + \rho_f u_f) = 0 \quad (2.7.2)$$

여기의  $Q$ 는 體積發熱率이다.

零熱流束인 면에서의  $z$ 를 零으로 하고 粒子層 바닥으로 들어가는 液體質量流束을  $w$ 로 한다. 데브리가 熱絕緣되어 있고 不透過板이던 層 底面에서  $z$ 는 零이고 流入質量流束도 零이다. 따라서 (2.7.1) 및 (2.7.2)式은 다음과 같이 積分할 수 있다.

$$\rho_g u_g h_{fg} = \int_0^z Q dz = q \quad (2.7.3)$$

그리고

$$\rho_g u_g + \rho_f u_f = w \quad (2.7.4)$$

여기의  $q$  ( $=Qz$ )는  $z$ 에서의 熱流束이다.

여기서 Ergun의 多孔層을 지나는 單相流 壓力降下에 대한 방정식을 써서 운동량 保存方程式[17]을 표시하면 다음과 같다.

$$\frac{1.75(1-\epsilon)\rho_g u_g |u_g|}{\eta_g \epsilon^3 d} + \frac{150(1-\epsilon)^2 \mu_g u_g}{k_g \epsilon^3 d^2} + \frac{dP_g}{dz} + \rho_g g = 0 \quad (2.7.5)$$

및

$$\frac{1.75(1-\epsilon)\rho_f u_f |u_f|}{\eta_f \epsilon^3 d} + \frac{150(1-\epsilon)^2 \mu_f u_f}{k_f \epsilon^3 d^2} + \frac{dP_f}{dz} + \rho_f g = 0 \quad (2.7.6)$$

여기서  $k_g, k_f$  = 증기 및 유체의 相對 透過率,  $\eta_g, \eta_f = k_g, k_f$ 의 亂流對應值이다. Brooks와 Corey[18]는  $k_g$  및  $k_f$ 를 이론적으로 다음과 같이 도출하고 있다.

$$k_g = (1-s)^3 \quad (2.7.7)$$

및

$$k_f = s^3 \quad (2.7.8)$$

여기의  $s$ 를 粒子層의 有效飽和(effective saturation)라 하며 다음과 같이 정의된다.

$$s = \frac{s_t - s_r}{1 - s_r} \quad (2.7.9)$$

여기서  $s_t$  = 眞飽和(true saturation),  $s_r$  = 殘留飽和(residual saturation)이다. Brown등[16]은 殘留飽和를 다음과 같이 표시하였다.

$$s_r = \frac{1}{22} \left[ \frac{(1-\epsilon)^2 \sigma \cos \theta}{d^2 \epsilon^3 \rho_f g} \right]^{0.264} \quad (2.7.10)$$

여기서  $\theta$ 는 액체와 입자간의 濕接觸角으로서 물과 鋼의 경우는 0.8이고 물, 또는 소듐과  $UO_2$ 의 경우는 1.0이다.

Reed[20]는 亂流에 대하여 상대투과율을 다음과 같

이 표시하였다.

$$\eta_g = (1-s)^5 \quad (2.7.11)$$

그리고

$$\eta_f = s^5 \quad (2.7.12)$$

$P_g$ 와  $P_f$ 의 差는 毛管力에 의한 것으로 Leverett[21] 함수  $J$ 를 써서 다음과 같이 표시된다.

$$P_g - P_f = \frac{\sqrt{150} \sigma (1-\epsilon) \cos \theta J}{\epsilon d} \quad (2.7.13)$$

Leverett 函數는 다음과 같다.

$$J = \frac{(s^{1-1})P_L}{\sqrt{5}} \quad (2.7.14)$$

여기의  $P_L$ 는 경험적 거듭제곱으로서 0.175를 권유하고 있다.

(2.7.3)부터 (2.7.8)까지와 (2.7.11), (2.7.12) 및 (2.7.13)式들을 조합하면 다음과 같은 一階微分方程式을 얻는다.

$$\begin{aligned} & \frac{\sqrt{150} \sigma \cos \theta (1-\epsilon)}{\epsilon d} \frac{dJ}{ds} \frac{ds}{dz} \\ & + \sqrt{150} \sigma \cos \theta J \frac{d}{dz} \left( \frac{1-\epsilon}{\epsilon d} \right) \\ & - (\rho_f - \rho_g)g + \frac{1.75(1-\epsilon)q^2}{h_{fg}^2 \epsilon^3 d^2} \left[ \frac{1}{\rho_g (1-s)^5} \pm \frac{1}{\rho_f s^5} \right] \\ & + \frac{150(1-\epsilon)^2 q}{h_{fg} \epsilon^3 d^2} \left[ \frac{\mu_g}{\rho_g (1-s)^3} + \frac{\mu_f}{\rho_f s^3} \right] + \frac{(1-\epsilon)w}{\rho_f \epsilon^3 d} \\ & \times \left[ \pm \frac{1.75w}{s^5} \mp \frac{3.5q}{s^5 h_{fg}} - \frac{150(1-\epsilon)\mu_f}{s^3 d} \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.7.15)$$

여기서  $q > wh_{fg}$ 이면 왼쪽부호가 적용되고  $q < wh_{fg}$ 이면 아랫쪽 부호가 적용된다. 모든 粒子層의 物性値는 높이의 함수이므로 이 방정식은 균일한 층은 물론 粒子直徑, 空隙率 및 體積發熱率이 높이에 따라 변하는 成層 粒子層에 대해서도 적용할 수 있다.

(2.7.15)式에서 첫 두 項은 飽和와 粒子直徑의 변화에 따른 毛管壓力기울기 인데 두번째項은 成層데브리層에 대해서만 적용된다. 세번째項은 靜水力壓力 기울기이고 네번째와 다섯번째項은 層流 및 亂流流動抵抗이며 마지막項은 액체가 層바닥으로부터 유입될때 추가되는 抵抗이다. (2.7.15)式은 層特性이 선정되고 頂部境界條件이 정해지면 수치적으로 풀 수 있다. 만일 깊은 데브리層의 경우는 毛管力이 무시( $\sigma=0$ )되어 (2.7.15)式은 代數式이 된다.

(2.7.15)式은 充填 沸騰領域에만 적용된다. 채널部分을 적용시키려면 頂部 境界條件을 써야 한다. 그림 4는 粒子層 상부에 채널의 형성을 보여주며 이채널內에서는 流動抵抗이 크게 감소되고 熱除去效果는 커진다.

채널內 어떤 위치에서의 蒸氣壓力는 채널의 입자와

액체의 무게와 맞비기는데 충분하다. 채널바닥 아래의 입자층은 充填層이며 液體壓力이 靜水力이라면 (2.7.13)式을 써서 蒸氣壓을 구할 수 있다. 압력의 연속은 채널길이를 다음과 같이 표시해 준다.

$$H_c = \frac{\sqrt{150} \sigma \cos \theta J}{(\rho_p - \rho_f) g \epsilon d} \quad (2.7.16)$$

여기의  $\rho_p$ 는 粒子密度이다.  $J$ 는 飽和의 함수이므로 또 다른 조건이 필요한데 그것은 壓力기울기의 連續조건이다. (2.7.3), (2.7.5), (2.7.7) 및 (2.7.11)式들을 써서 다음식을 얻는다.

$$\frac{(1-\epsilon)q_c}{\rho_g g h_{fg} \epsilon^3 d} \left[ \frac{1.75 q_c}{(1-s)^5 h_{fg}} + \frac{150(1-\epsilon)\mu_g}{(1-s)^3 d} \right] = (1-\epsilon) \rho_p + \epsilon \rho_f \quad (2.7.16).$$

여기의  $q_c$ 는 채널바닥에서의 熱流束이다.  $q_c$ 는  $H_c$ 의 함수이므로 (2.7.16), (2.7.17)式을 연립으로 하여 채널길이와 充填部 頂部에서의 포화를 구할수 있으며 이것이 (2.7.15)式의 경계조건이 된다. 그러나 일단 채널이 형성되면 層出力에 대한 채널길이의 변화는 강하지 않다. 예로서 물속에 잠긴 직경 0.5mm의  $UO_2$ 粒子層에 대하여  $s=0.5$ 로 놓으면 (2.7.14)와 (2.7.16)式을 써서  $H_c=0.018m$ 를 얻는데 이것은 Jones등[22]의 채널길이모델인

$$H_c = \frac{6\sigma}{(\rho_p - \rho_f) g \epsilon d} \quad (2.7.18)$$

의 값과 잘 맞는다.

斷熱板上的 均一粒子層에서 몇가지 層두께에 대한 平均粒子直徑이 드라이아웃 熱流束에 미치는 영향을

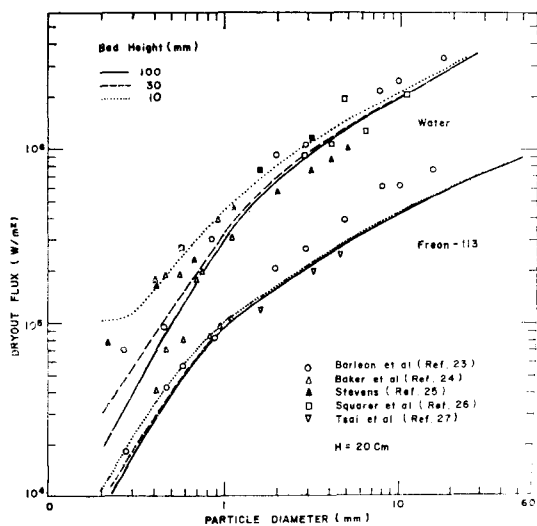


그림 5. Lipinski의 1-D Dryout Model과 實驗 Data와의 比較

물과 Freon-113에 대하여 Lipinski 1-D 모델의 曲線을 그림 5에 표시하였다. 이 그림에서 드라이아웃 熱流束은 粒子直徑(특히 작은 直徑)에 대하여 크게 변화함을 알 수 있으며 또 粒子直徑이 큰 領域에서는 드라이아웃 熱流束은 層두께에 거의 독립적임도 알 수 있다. 비교하기 위하여 몇가지 實驗데이터(참고문헌 23~27)를 표시하였다.

다른 또 하나의 드라이아웃 熱流束에 영향을 주는 因子는 壓力이다. 그림 6은 물속에 잠긴 粒子層에 대하여 드라이아웃 熱流束을 壓力의 함수로서 계산한 것을 표시한 것이다. 드라이아웃 熱流束은 처음에는 압력증가에 따라 증가하는데 이것은 蒸氣密度의 증가에 기인한 것으로 증기의 단위면적당 熱除去는 증가하는 것이다. 그러나 높은 壓力에서는 蒸發熱이 감소하기 때문에 드라이아웃 熱流束도 감소되고 있다.

여기서  $\lambda_c=0$ ,  $w=0$ 의 假定아래서 포화변화에 대한 粒子層의 熱流束이 最大가 되는 과정을 알아드라이아웃 熱流束을 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$q_d = \left( \frac{q_i^4}{4q_l^2} + q_i^2 \right)^{1/2} - \frac{q_i^2}{2q_l} \quad (2.7.19)$$

여기서

$$q_l = \frac{(\rho_f - \rho_g) g d^2 \epsilon^2 h_{fg} \left( 1 + \frac{\lambda_c}{H} \right)}{150(1-\epsilon)^2 (\nu_g^{1/4} + \nu_f^{1/4})^4} \quad (2.7.20)$$

그리고

$$q_i = \left[ \frac{\rho_g \rho_f (\rho_f - \rho_g) g d \epsilon^3 \left( 1 + \frac{\lambda_c}{H} \right)}{1.75(1-\epsilon) (\rho_g^{1/6} + \rho_f^{1/6})^6} \right]^{1/2} \quad (2.7.21)$$

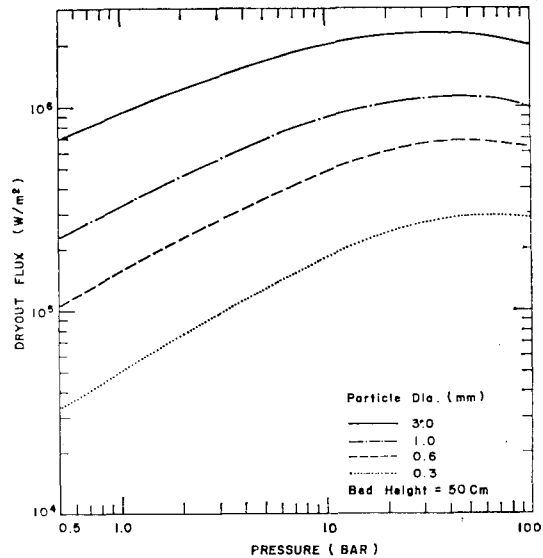


그림 6. Lipinski의 1-D Dryout Model에서의 壓力의 影響



여기의  $q_1$  및  $q_2$ 는 층류 및 난류에 대한 드라이아웃 열류이다.

## 2.8. 强制對流沸騰에 의한 데브리층의 冷却

爐心損傷事故後 데브리가 透過性 支持板위에 떨어진다면 液體는 自然對流 또는 强制對流에 의하여 데브리층의 底部로부터 流入할 수 있으며 이것은 드라이아웃 열류束을 增加시킨다.

强制對流沸騰에 의한 體積加熱의 多孔層 冷却의 熱傳達과 壓力降下特性에 관해서는 몇가지 理論의 解析 [28, 29, 30]이 있으나 실험을 겸한 해석은 Naik-Dhir [31]의 것이 대표적이며 여기서는 이를 소개한다.

그림 7은 體積加熱 粒子層의 强制對流沸騰모델로서 二相領域(two-phase region)은 아래에 서브쿨 液體領域(subcooled liquid region)과 위의 過熱蒸氣領域(superheated vapor region)으로 분리되어 있다. 여기서 이 세 영역에 대한 온도분포와 압력강하에 관해 기술하기로 한다.

### 1. 溫度分布

가. 서브쿨 液體領域

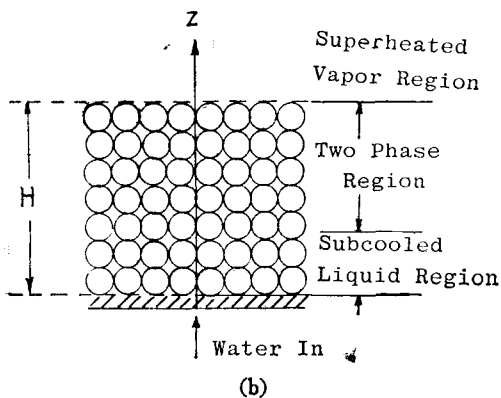
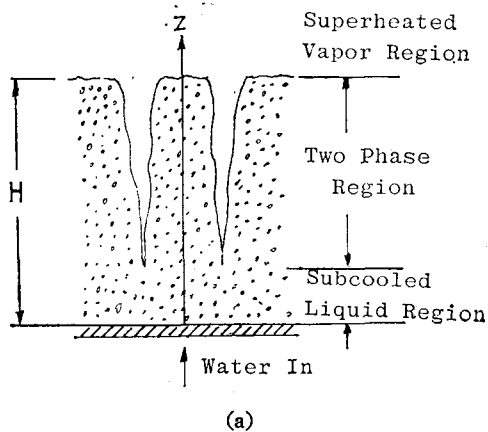


그림 7. 粒子層에서의 强制對流沸騰 모델(a: 큰粒子, b: 작은 粒子)

粒子和 冷却材에 대한 定常 一次元 에너지方程式을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$K_p(1-\epsilon)\frac{d^2T_p}{dz^2} - h_v(T_p - T_f) + (1-\epsilon)Q_v(z) = 0 \quad (2.8.1)$$

$$K_f\epsilon\frac{d^2T_f}{dz^2} + h_v(T_p - T_f) - w_f c_{pf} \frac{dT_f}{dz} = 0 \quad (2.8.2)$$

여기서  $K_p$ ,  $K_f$ 는 粒子和 液體의 熱傳導係數이고  $T_p$ ,  $T_f$ 는 입자와 액체의 온도이다. 또  $h_v$ 는 體積熱傳達係數,  $w_f$ 는 액체의 質量流束,  $c_{pf}$ 는 액체의 定壓比熱이다.

體積加熱 粒子層을 지나는 單相流體流動에 대한 熱水力特性研究로 Choudhary와 El-Wakil[32]의 것이 있다. 그들은 가스流動熱傳達에 데이터로부터 體積熱傳達係數에 근거한 Nusselt數와의 상관식을 다음과 같이 제안한바 있다.

$$N_u = (R_e)^{0.65} \left[ \frac{l(1-\epsilon)}{0.00377} \right]^{1.33} \quad (2.8.3)$$

여기의  $l$ 는 單相流動의 壓力降下에 대한 Kozeny-Carman方程式에서 慣性과 粘性의 係數의 비를 표시하는 특성 길이로서  $l = 1.75d/[150(1-\epsilon)]$ 와 같이 정의되는 것이다. 그리고  $N_u = h_v l^2 / K_f$ ,  $R_e = w_f l / \mu_l$ 이다.

(2.8.1) 및 (2.8.2) 式의 두 미분방정식은 경계조건이 주어지면 解析的, 또는 數值的으로 풀 수 있다.

첫 두 경계조건은  $z = z_f$ 에서  $T_f = T_{sat}$ ,  $z = z_f$ 에서  $\frac{dT_f}{dz} = 0$ 이다. 여기서  $z_f$ 는 액체가 飽和溫度에 도달하는 위치이다. 液體溫度가 飽和溫度에 접근함에 따라 沸騰이 시작되며 熱傳達係數는 얼마간 증가하고 粒子溫度는 감소하게 된다. 그럼으로 입자온도는  $z_f$ 에서 극부적으로 최대치에 도달한다. 세번째 경계조건은  $z = z_f$ 에서  $dT_p/dz = 0$ 이다. 이 경계조건은  $z = z_f$ 에서 零의 熱流束條件을 뜻한다.  $z_f$ 의 위치에서 總에너지均衡을 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\int_0^{z_f} (1-\epsilon)Q_v(z)dz = w_f c_{pf} (T_{sat} - T_i) \quad (2.8.4)$$

여기서  $T_i$ 는 入口에서의 액체온도이다. 네번째 경계조건은 支持板의 底部에서 適用한다. 여기서 多孔層이 非加熱이라면 非加熱 多孔性 필터를 지나는 熱傳導는 액체에 대하여 線型溫度輪廓을 나타낼 것이며  $z=0$ 에서  $d^2T_f/dz^2=0$ 의 조건을 入口에서 줄 수 있다. 물과 같은 액체에 대하여 (2.8.3)式부터 계산되는 體積熱傳達係數는 충분히 크기 때문에 粒子表面과 액체간에는 대단히 적은 溫度差가 존재할 수 있으며, 이런 경우 粒子和 액체의 온도는 같다고 가정하여 (2.8.1)式과 (2.8.2)式을 조합할 수 있다. 결과  $h_v$ 를 消去할 수 있

고 경계조건은 2개로 감소하게 된다.

나. 二相領域

液體가 系壓력에 상당하는 飽和溫度에 도달하면 粒子內에서 발생하는 모든 에너지는 相變化에 사용된다. 核沸騰에서의 熱傳達係數는 일반적으로 單相流動보다 크다. 그래서 粒子表面과 冷却材間の 온도차는 서브쿨을 液體領域보다 작다. 모든 액체가 증기로 변할 때까지 粒子와 冷却材의 溫度는 대략 飽和溫度에 머무른다. 軸方向에서의 주어진 위치에서의 質(quality),  $x$ 는 다음과 같이 에너지均衡에 의하여 얻어진다.

$$x(z) = \frac{1}{w_f h_{fg}} \int_{z_f}^z (1-\epsilon) Q_v(z) dz \quad (2.8.5)$$

다. 過熱蒸氣領域

거의 모든 液體가 蒸氣로 변환후는 粒子와 蒸氣의 溫度는 上昇하기 시작한다. (2.8.3)式으로부터 계산되는 蒸氣에 대한  $h_v$ 는 비교적 작기 때문에 粒子와 蒸氣의 溫度差는 크다. 만일 (2.8.1)式과 (2.8.2)式에서  $T_p$ 가  $T_g$ 로 대체되고  $c_{pf}$ 가  $c_{pg}$ 로 대체된다면 이 식을 푸는데 필요한 境界條件과 관계식은 다음과 같이 된다

$$z=H에서 \quad \frac{dT_p}{dz} = 0 \quad (2.8.6)$$

$$z=H에서 \quad \frac{dT_g}{dz} = 0 \quad (2.8.7)$$

$$T_p - T_g = T_p - T_{sat} = \frac{(1-\epsilon) Q_v(z)}{h_v}, \quad [z=z_k(x=1)] \quad (2.8.8)$$

$$w_f(c_{pf}(T_{sat} - T_i) + h_{fg} + c_{pg}(T_g|_{z=H} - T_{sat})) = \int_0^H (1-\epsilon) Q_v(z) dz \quad (2.8.9)$$

(2.8.9)式은 出口에서의 蒸氣溫度이며 粒子層에 대한 全에너지 均衡을 표시한다.

(2.8.1), (2.8.2)式들과 관련하여, 전에 기술한 경계조건은 粒子의 溫도와  $z=z_k(x=1)$ 에서 蒸氣溫도의 첫 導函數에서 不連續이다. 최근의 Tung등[33]의 연구는 質이 1에 도달하기 전에 蒸氣의 過熱이 시작됨을 보여 주고 있다. 그들은 二相領域과 過熱蒸氣領域사이의 遷移領域에서 液體粒子和 過熱蒸氣가 共存하는 領域을 확인하고 있다. 이 領域에서의 質은 약 0.7~1에 걸쳐 있으며 體積熱傳達係數는 二相值로부터 單相值로 감소한다. 蒸氣의 熱傳導係數는 대단히 작기 때문에 (2.8.2)式에서 熱傳導項은 무시할 수 있다. 이것은  $z=z_k(x=1)$ 에서의 蒸氣溫도의 첫 導函數에서 不連續과 함께 (2.8.6)의 경계조건을 消去하게 된다.

2. 壓力降下

粒子層의 入口와 出口에서의 壓力降下와 加速壓力降下를 무시할 수 있다면 粒子層을 지나는 總壓力降下

$P_f$ 는 單相과 二相領域에서의 마찰과 靜水力壓力降下로서 구성된다.

가. 單相壓力降下

充填層을 지나는 기체와 액체에 의한 壓力降下는 Kozeny-Carman方程式으로부터 계산할 수 있다.

$$\left[ \frac{dP}{dz} \right]_{sp} = \frac{a\mu w}{\rho} + \frac{bw^2}{\rho} \quad (2.8.10)$$

여기서

$$a = [150(1-\epsilon)^2] / \epsilon^3 d^2,$$

$$b = [1.75(1-\epsilon)] / \epsilon^3 d.$$

나. 二相壓力降下

水力 및 摩擦壓力降下로 구성되는 體積加熱 粒子層의 總二相壓力降下  $\Delta P_t$ 는 Naik와 Dhir[31]에 의하여 측정되었다. 蒸氣채널이 形成된 粒子層( $d < 1.6\text{mm}$ )에서, 1氣壓에 있어서의 總二相壓力降下는 다음과 같은 관계가 있다.

$$\frac{\Delta P_t}{\Delta P_0} = 1 + 1.27 \times 10^{-6} x_e^{0.71} w_f^{1.8}, \quad w_f \leq 10^4 \text{ kg/m}^2 h \quad (2.8.11)$$

여기의  $\Delta P_0$ 는 飽和液體로 충전되었을 때의 二相領域의 水力水頭이고  $\Delta P_t$ 는 二相領域의 總壓力降下이다.  $x_e$ 는 多孔層의 出口에서의 혼합물의 質이다.

(2.8.11)式에서 흥미있는 일은 주어진 壓力降下  $\Delta P_t / \Delta P_0$ 와 出口質에서 積  $x_e w_f$ 는 낮은  $w_f$ 의 값에서 높은 것이다. 이것은 에너지除去率은  $x_e w_f$ 에 비례함으로 낮은 質量速度에서 더 많은 에너지가 제거된다는 것이다. 이것은 노심을 蒸氣채널이 형성되는 작은 입자로 된 多孔性層과 같이 거동한다고 가정하는 경우 損傷된 노심의 냉각성을 평가하는데 중요한 뜻을 가진다.

Naik와 Dhir[31]는 큰 입자로 구성된 多孔層에서의 二相壓力降下에 대한 半理論의 모델을 수립하였다. 증기와 액체에 대한 分離流動모델(separated flow model)을 사용하고 증기와 액체간의 마찰을 무시하여 流動方向에 대한 總壓리기울기를 다음과 같이 얻고 있다.

$$-\frac{dP_t}{dz} = a \left[ \frac{\nu_g x}{\alpha} + \frac{\nu_f(1-x)}{(1-\alpha)} \right] w_f + b \left[ \frac{x^2}{\rho_g x^2} + \left[ \frac{(1-x)^2}{\rho_f(1-\alpha)^2} \right] w_f^2 + \rho_g g \alpha + \rho_f g(1-\alpha) \right] \quad (2.8.12)$$

윗式에서 右側 첫 2項은 二相摩擦壓力 降下이고 나머지 2項은 水力水頭이다.

(2.8.12)式은 국부적 質  $x$ 와 국부적 蒸氣體積率  $\alpha$ 사이의 관계가 알려지면 (2.8.5)式과 더불어 積分할 수 있다. Naik와 Dhir는  $\alpha$ 와  $x$ 의 관계를 1기압일때  $\alpha = x^m$ 로 표시하여  $m=0.359+626/w_f$ 를 사용하였다.

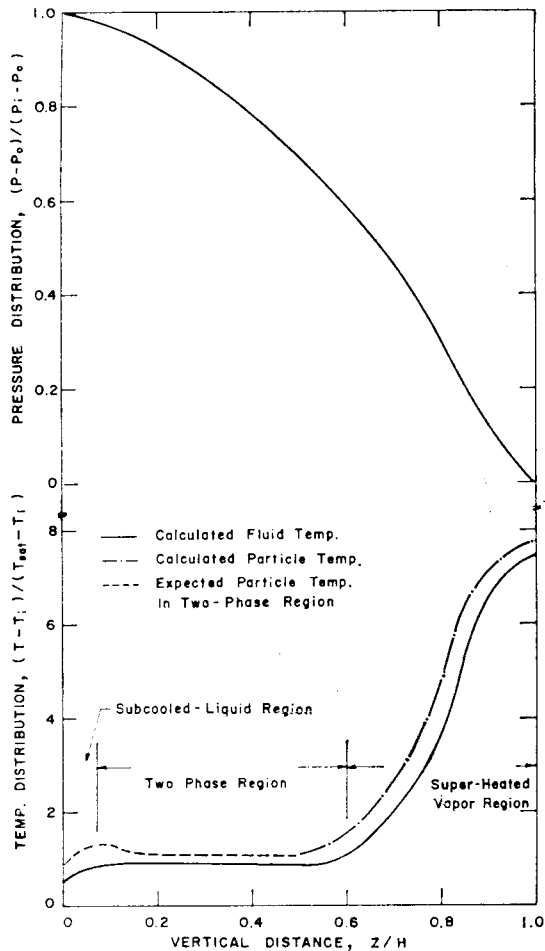


그림 8. 體積加熱粒子層에서의 溫度 및 壓力分布

그림 8은 층을 지나는 유량이  $7.2 \times 10^3 \text{ kg/cm}^2 \cdot \text{h}$  일 때 1m깊이의 體積加熱 粒子層에서의 無次元 溫度와 壓力分布를 표시한 것이다. 여기서 粒子直徑은 3mm이고 體積熱發生率은  $8 \times 10^6 \text{ W/m}^3$ 이고 系壓力은 1氣壓이다. 또 그림에서  $P_i$ 는 入口壓力,  $P_0$ 는 出口壓力이며  $T_i$ 는 入口溫度이다.

Lipinski의 一次元드라이아웃 모델[16]에서는 透過性支持板의 底部를 가진 粒子層에 대한 上向流의 強制對流流動을 줄때의 드라이아웃 熱流束 制限이 가능하다. 그림 9는 (2.7.15)式에 근거하여 깊은 粒子層에서 Freon-113 (25°C)을 사용하였을 때의 強制對流時 質量流束에 따른 드라이아웃 熱流束의 別화와 Tsai등[41]의 實驗데이터와 비교한 것이다.

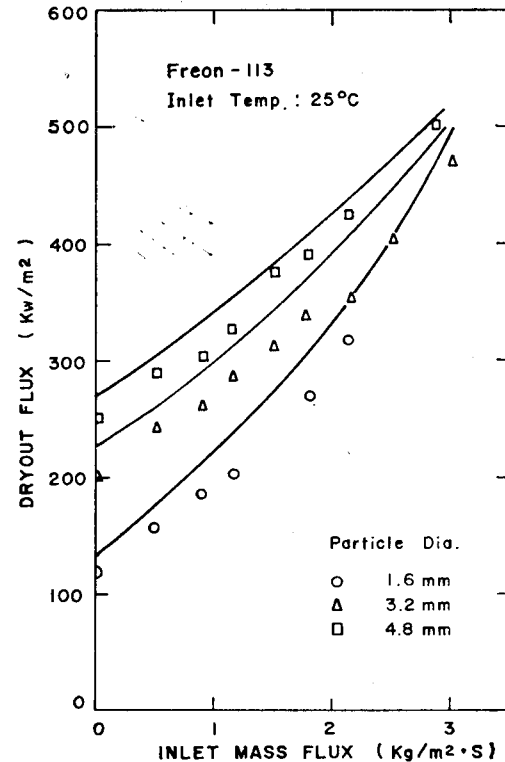


그림 9. Lipinski의 1-D Dryout Model에서의 強制對流質量流束의 影響과 實驗 Data

### 3. 드라이아웃 實驗

#### 3.1. 데브리層的 드라이아웃 熱流束에 影響을 미치는 因子들

(1) 粒子特性: 粒子의 크기, 모양, 거칠기, 密度 및 分布狀態등 파라미터는 국부적 空隙率과 熱傳達에 상당한 影響을 준다.

(2) 粒子層의 크기: 層의 높이는 流體流動抵抗에 影響을 준다. 層의 직경은 그것이 粒子直徑에 비해 충분히 큰 때는 드라이아웃에 影響을 주지 않는 것으로 알려져 있다.

(3) 冷却材의 작용: 強制對流의 경우, 冷却材의 流量은 드라이아웃 熱流束에 큰 影響을 줄 것이다. 流量이 零인 경우는 沸騰에 의한 冷却이다. 沸騰의 경우는 層上部의 液體層의 높이가 드라이아웃에 影響을 줄 수 있다.

(4) 液體의 物性值: 熱的 성질을 포함한 液體物性值의 드라이아웃에 미치는 影響은 壓力의 함수로서 강하다.

(5) 出力密度: 데브리層的 出力密度는 原子爐의 正格出力, 爐型 및 原子爐停止後의 시간에 의하여 정해진다.

(6) 層底部의 熱絶緣, 또는 冷却: 데브리層 底面이 熱絶緣되어 있는가, 또는 冷却되어 있는가에 따라 드라이아웃 熱流束에 영향을 준다.

(7) 液體의 서브쿨링: 폴沸騰의 경우는 層上에 있는 液體層의 서브쿨링度이며 強制對流의 경우는 流入 冷却材의 서브쿨링度로서 이것은 沸騰强度를 감소시키므로 드라이아웃 熱流束에 영향을 줄 수 있다.

### 3.2. 粒子直徑이 데브리層의 드라이아웃 熱流束에 미치는 영향

原子爐事故時 爐心이 가혹하게 損傷되었을때 破損된 核燃料體의 粒子의 크기가 실제로 얼마이며 어떻게 分布되었는지는 아직 명확하게 알려져 있지 않다. 지금까지의 실험결과에 의하면 高速增殖爐에서는 비교적 작은 0.1~1.0mm의 粒子直徑範圍이고[34], 輕水爐에서는 얼마간 큰 0.1~10mm의 粒子直徑範圍로[35] 알려져 있다. Hobbins등[36]은 PBF(Power Burst Facility)에서의 輕水爐를 模擬한 PCM(power-cooling mismatch), RIA(reactivity-initiated accident), 및 LOCA(loss-of-coolant accident)등 一連의 가혹한 事故의 爐內試驗에서 破損된 핵연료체의 粒子(UO<sub>2</sub> 및 ZrO<sub>2</sub> 포함)의 分布를 그림 10과 같이 표시하고 있다.

理論的, 實驗的으로 데브리層에서의 드라이아웃 熱流束은 粒子크기에 따라 민감하게 변한다. 大體로 粒子直徑의 증가에 따라 드라이아웃 熱流束은 증가하는 경향을 나타낸다.

前述한바와 같이 이론에서는 그 증가경향은 드라이아웃모델에 따라 다르다. 流體流動을 層流라고 가정한 Dhir-Catton 모델[1], Hardee-Nilson모델[6], Shires-Stevens모델[8] 및 Jones등모델[9]에서는 드라이아웃

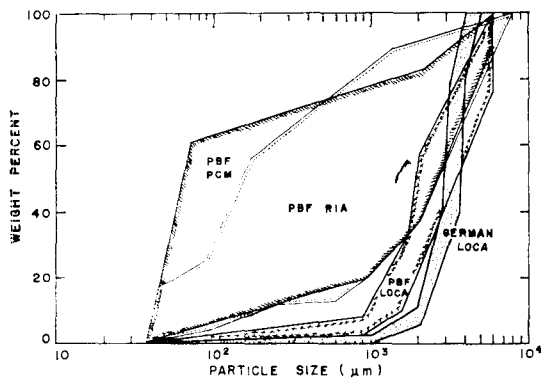


그림 10. 爐內實驗에서의 Debris粒子크기分布

熱流束이 粒子直徑의 제곱에 비례하여 증가하는 계산식을 각각 도출하고 있는데 이들 모델은 0.3~1.0mm 直徑범위에서 실험결과와 잘 부합되고 있다. 熱流體流動을 亂流로 가정한 二相流에 대한 冠水基準으로부터 도출한 Ostensen-Lipinski 모델[11]은 드라이아웃 熱流束이 粒子直徑의 제곱근에 비례하여 증가하는 관계식을 얻고 있는데 실제에서 1mm이상의 큰 粒子直徑에서 잘 부합되고 있다.

亂流와 毛管力을 고려한 Lipinski의 O-D모델[13]은 파라미터  $\lambda_c (= \frac{\sigma(\epsilon/k)^{1/2}}{\sqrt{5}(\rho_f - \rho_g)g})$ 와 層의 높이  $H$ 와의 상대적 크기에 따라 다양한 관계를 나타내 주고 있다. 즉,

작은 粒子( $d < 1\text{mm}$ )의 경우

$$\lambda_c < H \text{ 時 } q_d \approx d^2$$

$$\lambda_c < H \text{ 時 } q_d \approx d$$

큰 粒子( $d > 1\text{mm}$ )의 경우

$$\lambda_c < H \text{ 時 } q_d \approx \sqrt{d}$$

$$\lambda_c > H \text{ 時 } q_d \text{는 } d \text{에 無關.}$$

이 모델은 특히 큰 粒子에서 실험과 잘 부합되고 있다.

그림 11은 飽和수가 1氣壓에서 層높이 10cm의 粒子層에서 폴沸騰할때 각 모델의 드라이아웃 熱流束을 粒子直徑의 函數로 圖示한 것에 Shires-Stevens[8], Barleon-Werle[37], 및 Squarer등[26]의 實驗値를 비교를 위하여 표시한 것이다.

Shires-Stevens는 각각 0.68, 1.2 및 2.0mm 直徑의 鋼球粒子를 사용하여 최대 19.5cm높이의 粒子層을 만들어 물속에 잠기어 直接電氣加熱에 의하여 드라이아웃

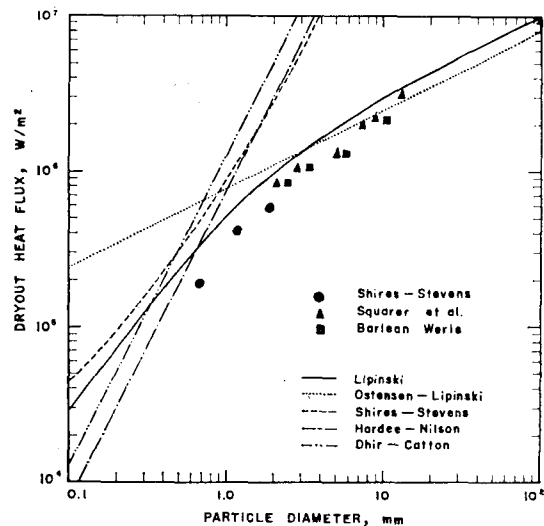


그림 11. 粒子크기에 따른 Dryout Heat Flux의 變化: 여러理論모델과 實驗 Data와의 比較(冷却材: 水, 壓力: 1氣壓, 層높이: 10cm)

아웃력을 측정하고 있다. Barleon-Werle은 비교적 큰, 2, 3, 4.76, 7.94, 10, 및 15.88mm 직徑의 스테인리스鋼球를 사용하여 높이 8cm의 粒子層을 물 및 Freon-113속에 잠기어 層底面을 熱絶緣하여 高周波 誘導加熱에 의하여 드라이아웃 熱流束을 얻고 있다. Westinghouse社의 Squarer 등은 3~11mm 직徑범위의 스테인리스鋼球粒子로 12.7~30.5cm 높이 범위의 粒子層을 써서 물속에서 高周波 誘導加熱에 의하여 드라이아웃 熱流束을 측정하고 있다. 이들 實驗値들은 대체로 粒子直徑의 증가에 따라 드라이아웃 熱流束이 증가하는 경향을 나타내고 있다. Squarer등[38]은 粒子直徑이 4mm보다 크면 드라이아웃 熱流束은 Zuber[39]의 平板에 대한 臨界熱流束(critical heat flux)을 초과한다고 보고하고 있다. 그림 11에서 이들 實驗値는 큰 粒子領域에선 Ostensen-Lipinski 모델에, 작은 粒子領域에선 Shires-Stevens 모델에, 그리고 전반적으로는 Lipinski 모델에 접근하고 있음을 보여 주고 있다.

Theofanous 등[40]은 3, 4, 5, 7, 8, 10mm 직徑의 알루미늄粒子를 가지고 20cm 직徑의 粒子層을 형성하여 물속에서의 5~34psia 壓力範圍 내에서 直接電氣加熱하여  $0.7 \sim 2.4 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 의 드라이아웃 熱流束을 얻고 있는데 粒子直徑의 증가에 따라 드라이아웃 熱流束이 증가하는 경향을 관찰하고 있다. 특히 8~10mm 직徑에서는 드라이아웃 熱流束이 Zuber의 平板에 대한 臨界熱流束을 초과하고 있음을 발견하고 있다.

Tsai 등[41]은 1.588, 3.175, 및 4.763mm 직徑의 鋼粒子를 6.7cm 직徑의 粒子層 내에서 Freon-113을 사용하여 沸騰 및 上向流의 強制對流沸騰을 일으키어 드

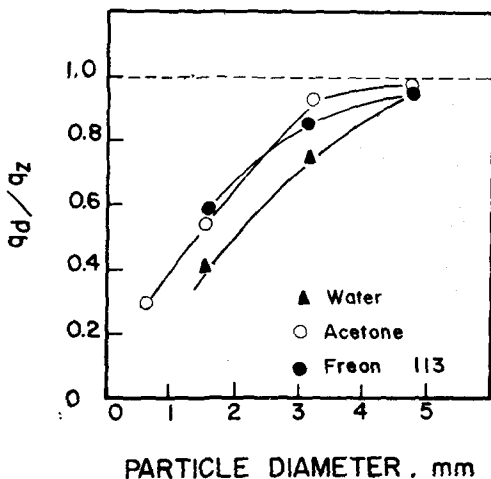


그림 12. 粒子크기에 따른 Dryout Heat Flux의 변화 ( $q_c$ : 平板의 CHF)

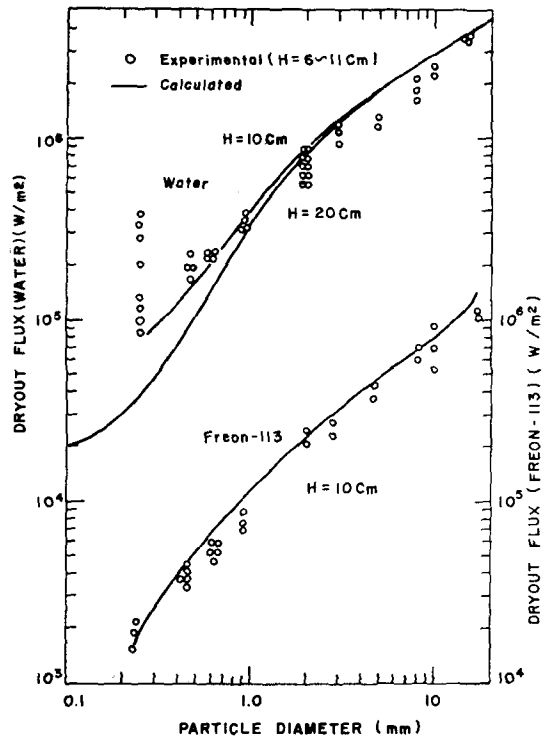


그림 13. 粒子크기에 따른 Dryout Heat Flux의 변화

이아웃 熱流束을 측정하고 있다. 粒子直徑의 증가에 따라 드라이아웃 熱流束도 증가하고 있는데 드라이아웃 熱流束은 그림 12와 같이 Zuber의 臨界熱流束에 漸近하고 있다.

Barleon 등[42]은 0.06~16mm 직徑범위의 스테인리스鋼, 靑銅 및 Monel 粒子를 써서 8cm 직徑, 최대 40cm 높이의 粒子層을 형성하여 冷却材로서 물과 Freon-113을 사용, 誘導加熱에 의하여 드라이아웃을 측정하고 있다. 層底面은 熱絶緣과 冷却의 조건에서, 그리고 冷却材는 飽和溫度 및 서브쿨 溫度條件에서 실험을 실시하고 있으며 粒子直徑증가에 따른 드라이아웃 熱流束의 증가는 Lipinski의 1-D 모델과 잘 부합된다고 보고하고 있다(그림 13).

Dhir[43]는 0.356~3.175mm 직徑범위의 混合粒子를 깊은 粒子層에서 誘導加熱하여 드라이아웃 熱流束을 얻고 있는데 粒子의 平均直徑  $\bar{d}$ 가

$$\bar{d} = \left[ \sum_{i=1}^{i=n} \frac{f_i}{d_i} \right]^{-1} \quad (3.2.1)$$

로 정의될 때 30% 범위 내에서 (2.1.6)식과 잘 부합된다고 보고하였으며 LeRigoleur [44]는 여러가지 크기가 혼합한 粒子層에서 透過率을 다음과 같이 정의할 때 Dhir의 (2.1.6)식과 맞는다고 보고하고 있다.

$$k = \frac{1}{m} \left[ \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} \left[ S \sum_{i=1}^{i=n} \frac{f_i}{d_i} \right]^2 \right]^{-1} \quad (3.2.2)$$

여기의  $m$ 는 充填係數(packing factor),  $S$ 는 粒子形狀係數(particle shape factor), 그리고  $f_i$ 는 直徑  $d_i$ 의 粒子의 體積率이다. 充填係數는 보통 4와 5사이에서 변하며, 形狀係數는 球形일때 6, 모난 粒子의 경우 7.7정도이다.

Squarer등[38]은 다음의 4가지 스테인리스鋼製의 크기가 다른 粒子를 혼합한 粒子層(12.7~30.5cm 높이)을 형성하여 물속에서 드라이아웃 熱流束을 측정하였다.

- ① 0.55mm : 11.3% + 6.35mm : 88.7%
- ② 0.55mm : 22% + 6.35mm : 78%
- ③ 2.84mm : 48.8% + 6.35mm : 51.2%
- ④ 0.55mm : 8.4% + 2.84mm : 9% + 3.97mm : 40% + 6.35mm : 42.6%

이들 4가지 混合粒子의 相當直徑을(3.2.1)式에 의하여 구하면 각각 2.89, 1.91, 3.96 및 2.84mm가 되는데 이 相當直徑에 의한 드라이아웃 熱流束은 均一크기의 粒子에 대한 것과는 일치하지 않으며 감소되고 있다. 따라서 혼합粒子에 대한 드라이아웃 實驗値를 相當直徑으로 대치할 수 없으며 層의 空隙度가 고려되어야 한다고 말하고 있다.

### 3.3. 粒子層의 높이와 直徑이 드라이아웃에 미치는 영향

일반적으로 粒子層의 높이가 어떤 값以上인 소위 깊은 層(deep bed)에서는 層의 높이는 드라이아웃 熱流束에 영향을 주지 않는다고 알려져 있다. Squarer등[38]은 깊은層에서의 드라이아웃은 그림 14와 같이 層의 높이에 독립적이며 그 높이의 한계를 0.5~0.6mm 直徑의 粒子에 대하여 13cm이고 粒子直徑이 커지면 더 높아진다고(2.84mm 直徑粒子에 대하여는 28cm) 말하고 있다. Dhir[46]은 0.35mm 直徑 이상의 粒子에 대하여 10cm보다 높은 層을 깊은 層으로 본다고 말하고 10cm以上の 粒子層에서는 드라이아웃 熱流束은 層높이에 무관하다고 하였다. 또 Hofman[46]은 3mm 直徑 크기의 粒子에 대하여 層의 높이가 25cm를 초과할때 層 높이가 드라이아웃에 미치는 영향이 없음을 관찰하고 있다.

粒子層의 높이가 어떤 값을 지나 감소하면 드라이아웃 熱流束은 層높이에 따라 변화한다. 대체로 이와같은 얇은 層(shallow bed)에서는 層의 높이의 감소에 따라 드라이아웃 熱流束은 증가하는 경향을 나타내고 있다.

작은 粒子의 底部加熱, 또는 體積加熱의 경우, 얇은

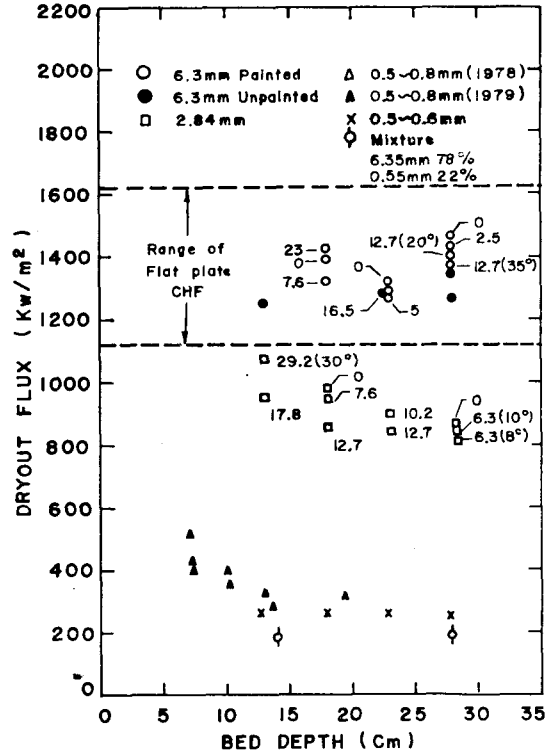


그림 14. Westinghouse社의 Dryout Heat Flux Data

層에서는 蒸氣채널(vapot channel)이 全層에 걸쳐 충분히 발달되어 있어 液體는 쉽게 層의 底部로 접근이 가능하다. 이때 層에 형성된 채널의 構造는 대단히 안정되어 있다. 이런 얇은 層에서의 드라이아웃 熱流束은 粒子層上部의 液體層으로 噴出하는 蒸氣速度가 어느 臨界値에 도달할 때, 즉 蒸氣噴射流가 不安定일때 일어난다고 보고 있다. 蒸氣噴射流의 불안정은 蒸氣流가 液體流入과 더불어 좌일때 발생되며 따라서 얇은 層에서의 드라이아웃 熱流束은 蒸氣噴射流의 最大速度에 의해 한정지운다.

Dhir와 Catton[2]은 얇은 層에서의 드라이아웃 熱流束  $q_d$ 를 水力學的 견지에서 다음과 같이 표시하고 있다

$$q_d = q_{zc1'} \left[ 1 - \frac{H'(1-\epsilon)}{c_2'} \right] \quad (3.3.1)$$

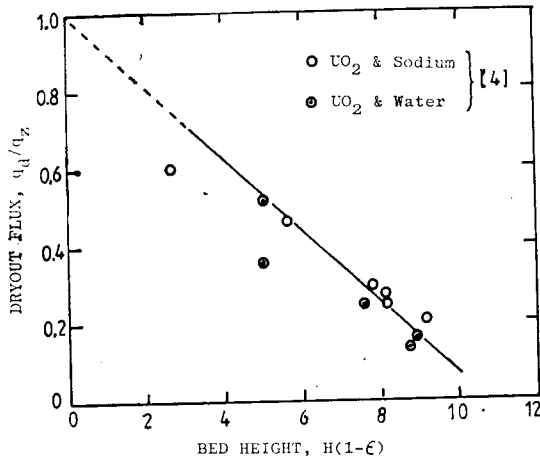
여기서  $q_z$ 는 Zuber[39]의 平板에 대한 臨界熱流束으로서 다음과 같이 표시된다.

$$q_z = \frac{\pi}{24} (\rho_g)^{1/2} h_{fg} [\sigma g (\rho_f - \rho_g)]^{1/4} \quad (3.3.2)$$

$H'$ 는 다음과 같이 표시되는 無次元層높이이다.

$$H' = H / [\sigma / g (\rho_f - \rho_g)]^{1/2}$$

定數  $c_1'$  및  $c_2'$ 는 底部加熱의 경우 각각 1 및 10.87,

그림 15. 층높이의 영향( $q_z$ : 平板의 CHF)

體積加熱의 경우 1.84 및 10.87이다. 그림 15(2)는 얇은 층에서 층높이의 감소에 따라 드라이아웃 熱流束이線型으로 증가하는 경향을 보여주고 있다.

Dhir와 Catton[2]은 깊은 층에서 얇은 층으로 變移하는 층의 높이는 그들의 드라이아웃 熱流束 관계식 (2.1.6)과 (3.3.1)式을 같다고 놓아 얻어진다고 하였다. Shires-Stevens모델[8]의 (2.3.2)式과 Lipinski모델[13]의 (2.6.19)式에서는 드라이아웃 熱流束은 언제나 층의 높이의 函數임을 나타내고 있고 또 다른 한편 Hardee-Nilson모델[6]의 (2.2.14)式 Ostensen-Lipinski모델[11]의 (2.5.9)式 및 Jones등 모델[9]의 (2.4.1)式에서는 드라이아웃 關係式에 층의 높이가 포함되어

있지 않다. Barleon등[42]은 粒子直徑이 1mm以下の 경우 드라이아웃 熱流束은 毛管효과때문에 층의 높이의 영향을 받는다고 지적하고 있다. 드라이아웃 熱流束에 영향을 주는 층의 높이의 한계는 毛管水頭가 강한 因子가 될것으로 본다.

Gabor등[4]은 沸騰이 일어나고 있는 粒子層에서 층의 높이가 큰 경우는 그 頂部에서만 채널(channel)이 형성되고 얇은 층에서는 모두께에 걸쳐 채널이 형성됨을 관찰하고 깊은 층보다 얇은 층에서 드라이아웃 熱流束이 높다고 말하고 있다. Koewen[48]도 같은 경향을 관찰한바 있다.

Squarer등[26]은 4.6~10.2cm범위의 粒子層直徑에 대한 실험을 통하여 粒子層의 直徑이 粒子直徑에 비하여 충분히 큰때는 粒子層直徑은 드라이아웃 熱流束에 영향을 주지 않는다고 지적하였다.

### 3.4. 冷却材狀態에 따른 드라이아웃 熱流束

冷却材가 停止狀態( $w=0$ )에서 粒子層이 冷却되는 경우는 沸騰에 해당되며, 冷却材가 流動狀態이면 冷却은 強制對流沸騰에 의한다. 沸騰의 경우는 층위의 液體層(overlying layer)의 두께가 드라이아웃에 영향을 줄 수 있고, 또 공급되는 冷却材의 서브쿨링(subcooling)도 드라이아웃에 영향을 미칠 수 있다. 強制對流의 경우는 上向流와 下向流가 고려될 수 있다.

#### 3.4.1. 沸騰에서의 드라이아웃

지금까지의 대부분의 理論的, 實驗的 드라이아웃 研究는 가혹한 爐心事故後 데브리層의 底部가 完全閉塞되어 冷却材가 투과하지 못한다고 가정하여 데브리層

표 1. 沸騰드라이아웃 實驗

연구자	粒子直徑 (mm)	粒子材料	層높이 (cm) (層直徑)	冷却材	加熱方法	드라이아웃 熱流束 ( $10^6 W/m^2$ )	參考文獻 番 號
Dhir-Catton	0.295~0.787	Steel, Lead	1.9~8.9 (4.7)	Water Acetone Methanol	誘導加熱	0.12~0.8	2
Hardee-Nilson	(100 Darcys)	Silica sand	5, 12, 36	NaCl/Water	電氣直接加熱	0.063	6
Shires-Stevens	0.68, 1.2, 2.0	Steel	3.0~19.5	Water	電氣直接加熱	0.2~0.6	8
Jones et al.	0.35~1.095	Steel Lead Cu	8~30 (4.8)	Water Acetone Methanol Isopropanol	誘導加熱		9
Barleon-Werle	2.0~15.88	Stainless Steel	~8 (8)	Water Freon-113	誘導加熱	0.9~3.5	37
Squarer et al.	0.55~11.11	Stainless Steel	12.7~30.5 (10.2)	Water	誘導加熱	0.19~2.3	26
Theofanous et al.	1~20	Al, Gravel	~100	Water	電氣直接加熱	1.0	40
Hofmann	3	Stainless Steel	~50 (60.6)	Water	誘導加熱	0.9~1.15	46
Tsai et al.	1.588, 3.175 4.763	Steel	8~15 (6.9)	Freon-113	誘導加熱	0.125~0.255	41

이 冷却材 속에 잠겨 冷却되는 沸騰을 다루고 있다. 沸騰에서의 드라이아웃 熱流束은 液體層의 특성과 冷却材의 物性値가 크게 영향을 미치고 있다.

沸騰에서의 드라이아웃 實驗은 Dhir-Catton을 비롯하여 여러 연구자들에 의해 이루어져 왔다. 表 1은 主要研究에 대한 粒子直徑範圍, 粒子層의 크기, 粒子材料, 사용된 冷却材종류 및 加熱方法 등을 요약한 것이다.

지금까지 기술한 내용에서 沸騰에 의한 드라이아웃의 특성을 요약하면 다음과 같다.

(1) 粒子層內에서 沸騰이 일어나면 粒子層上部에 채널이 형성된다. 이 채널은 비등에서 발생하는 증기의 流出을 돕는다. 채널은 깊은 層에서는 그 頂部에서만 형성되고 얇은 層에서는 層의 全 두께에 걸쳐 충분히 발달한다. 그러나 大粒子의 粒子層에서는 채널은 형성되지 않는다.

(2) 沸騰을 하는 粒子層에서의 드라이아웃 熱流束은 일반적으로 粒子直徑의 증가에 따라 증가한다. 그 증가하는 경향은 粒子直徑의 크기에 따라, 또 層의 높이에 따라 다르다. 粒子直徑이 어느 크기(예컨대 4mm)를 초과하면 드라이아웃 熱流束은 平板에 대한 臨界熱流束을 넘는다.

(3) 일반적으로 얇은 粒子層이 깊은 粒子層보다 드라이아웃 熱流束이 높다. 깊은 粒子層(層의 높이가 10 cm 이상)에서는 드라이아웃 熱流束은 層의 높이에 무관하나 얇은 粒子層(層의 높이가 10cm 이하)에서는 層의 높이의 감소에 따라 드라이아웃 熱流束은 증가한다.

(4) 粒子層의 底面을 냉각하면 드라이아웃 熱流束은 증가한다[42, 48].

(5) 粒子層의 直徑이 粒子直徑에 비하여 충분히 큰 때는 드라이아웃 熱流束은 粒子層直徑에 무관하다.

粒子層上部의 液體層의 높이가 드라이아웃에 어떻게 영향을 미치는가에 대하여는 Somerton 등[49], Jakobsson 등[50], Squarer 등[38], 그리고 Tsai 등[41]이 실험적으로 연구하여 왔다. Somerton 등과 Jakobsson 등은 液體層의 높이의 粒子層의 높이에 대한 비가 2 이하일 때 液體層의 높이의 감소에 따라 드라이아웃 熱流束은 감소한다고 하였고 Squarer 등은 粒子層위의 液體層의 높이의 영향은 작다고 말하고 있다. Tsai 등은 粒子直徑이 각각 1.588mm, 3.175mm, 및 4.763mm의 세 가지 粒子層에서 液體層의 영향을 그림 16과 같이 조사하였다. 이것에 의하면 4.763mm의 粒子直徑에 대하여는 液體層의 높이의 粒子層의 높이에 대한 비가 4 이하일 때 液體層의 높이의 감소에 따라 드라이아웃 熱流束이 감소하고 있으며 3.175mm 粒子直徑에 대하

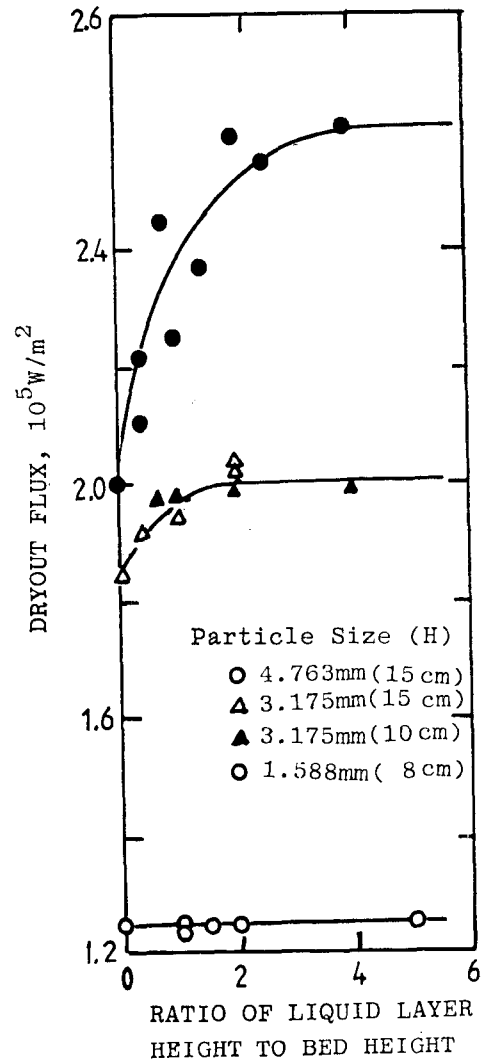


그림 16. 液體層높이가 Dryout Heat Flux에 미치는 영향

여는 그 비가 2 이하일 때 같은 경향을 나타내고 있다. 그러나 작은 粒子(1.588mm 粒子直徑)에 대하여는 液體層의 높이는 드라이아웃 熱流束에 영향을 주지 않고 있다. 즉 粒子層上部의 液體層의 높이가 드라이아웃 熱流束에 미치는 영향은 粒子의 크기에 따라 다른 것이다.

液體의 서브쿨링(subcooling)이 드라이아웃 熱流束에 미치는 영향에 대하여는 Dhir-Catton[48], Squarer 등[38], 및 Barleon 등[42]의 연구결과에서 나타나 있다.

Dhir와 Catton은 0.9mm直徑의 鋼球粒子를 아세톤液體를 써서 30K의 서브쿨링條件下의 실험에서 서브쿨링은 드라이아웃 熱流束에 영향을 주지 않음을 관찰하고



있다. Squarer 등과 Barleon 등은 그들의 실험결과로부터 粒子層위의 冷却材의 서브쿨링이 드라이아웃 熱流束에 미치는 효과는 작다고 결론짓고 있다.

### 3.4.2. 強制對流沸騰 드라이아웃

가혹한 爐心事故後 데브리層의 底部가 완전히 閉塞되지 않아 냉각재의 流動이 가능하다면 이때의 데브리層은 強制對流, 또는 強制對流沸騰으로 冷却할 수 있다. 데브리層의 流體流動抵抗이 커서 流量이 제한된다면 드라이아웃이 문제된다. 強制對流沸騰에 대한 드라이아웃 實驗資料는 沸騰에 比하여 그리 많지 않다.

熱이 발생하는 粒子層에서의 強制對流에 의한 熱除去에 관하여는 Squarer와 Peoples[51], Naik 등 [52, 31], 그리고 Tsai 등[41]의 연구실적이 있다.

Squarer와 Peoples는 熱이 發生하는 粒子層에서 드라이아웃을 방지하는데 필요한 최소 流量을 알아보기 위하여 0.65mm直徑 정도의 스테인리스鋼의 粒子層에 飽和水を 流動시키고 誘導加熱시키면서 드라이아웃 條件을 관찰하였다. 그들의 대표적 實驗例로는 20cm의 層두께에서 1.1W/g의 發熱密度를 가질 때 드라이아웃을 방지하는데 필요한 冷却材의 流速는 0.025cm/sec임을 밝히고 있다.

Naik 등은 誘導加熱되는 鋼球 粒子層(0.59~4.763mm 粒子直徑)에서 層높이가 9~81cm範圍, 熱發生率이 1.44~44.0W/cm<sup>3</sup>, 流量이 510~18,200kg/m<sup>2</sup>h범위에서 변화시키면서 層內的 單相流 및 二相流에 대한 溫度分布과 層을 지나는 流體流動의 壓力降下를 측정하여 이를 理論値와 比較하였다. 특기할 것은 1.66mm以下の 粒子直徑을 가진 粒子層에서는 그 上部에 채널이 형성되며 이때문에 壓力降下는 多孔層에 대한 Kozeny-Carman關係式으로부터의 計算値보다 작은 것이다.

Tsai 등은 直徑이 각각 1.58, 3.17 및 4.76mm의 鋼

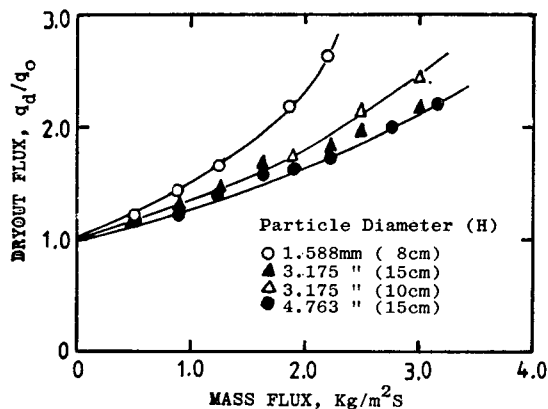


그림 17. 質量流束이 Dryout Heat Flux에 미치는 影響( $q_0$ : 平沸騰 Dryout Heat Flux)

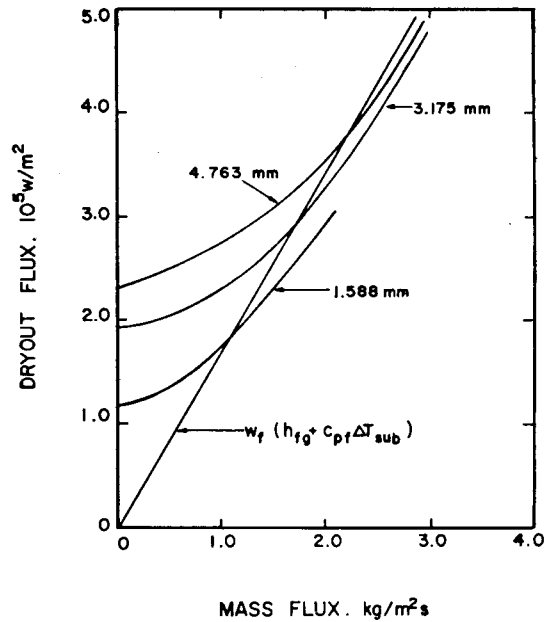


그림 18. 蒸發에너지와 Dryout Heat Flux의 比較

粒子를 써서 6.9cm直徑, 8~15cm범위 높이의 粒子層을 구성, 이를 誘導加熱하고 Freon-113을 0~3.11kg/m<sup>2</sup>s의 流量으로 流動시키면서 드라이아웃을 측정하였다. 實驗結果에 의하면 드라이아웃 熱流束은 冷却材의 質量流束증가에 따라 증가(그림 17) 하는데 그 증가는 작은粒子에서 더 크다. 또 質量流束이 충분히 커지면 드라이아웃 熱流束은 流入流量에 대한 總蒸發熱量( $=w_f(h_{fg} + c_{pf}\Delta T_{sub})$ )에 漸近하고 있다(그림 18).

### 3.5. 기타 因子의 영향

#### 3.5.1. 系壓力의 영향

輕水爐에서 爐心事故時 原子爐容器內에서의 壓力변화 범위는 0~170bar범위이고 格納建物內에서는 數氣壓정도이다. 일반적으로 壓力이 증가하면 蒸氣密度가 증가하기 때문에 단위體積當 熱除去量도 증가하게 되어 드라이아웃 熱流束도 증가한다. 그러나 대단히 높은 壓力에서는 蒸發熱이 감소하기 때문에 드라이아웃 熱流束은 감소하게 될 것이다.

系壓力이 드라이아웃 熱流束에 미치는 影響을 실험적으로 얻은 것은 Jakobsson 등 [50, 53]과 Theofanous 등[40]의 보고서에서 볼 수 있다.

Jakobsson 등은 粒子直徑이 4.8mm인 鋼球 粒子層을 誘導加熱하여 Freon-113을 써서 1~6氣壓의 범위에서 壓力의 影響을 관찰하고 있다. 그 결과는 그림 19과 같으며 대체로 壓力증가에 따라 드라이아웃 熱流束은 증가하고 있으나 Lipinski의 계산식보다는 下廻하고 있음을 알 수 있다. 그들은 그 증가율이 蒸氣密度의

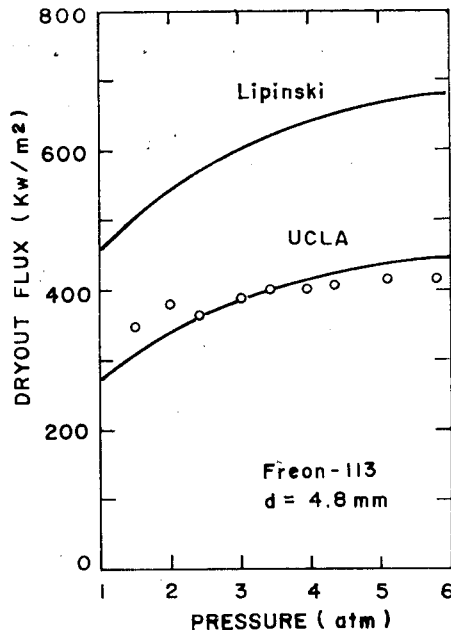


그림 19. 系壓力이 Dryout Heat Flux에 미치는 影響

제 공급에 비례한다고 하였다. Theofanous 등은 Al 粒子層에 물을 써서 直接電氣加熱로 3~34psia의 壓力범위에서 壓力이 드라이아웃에 미치는 영향을 측정하고 있는데 대체로 壓力증가에 따라 드라이아웃 熱流束도 증가하는 경향을 나타내고 있으나 Lipinski의 계산치보다는 낮은 값을 얻고 있다.

### 3.5.2. 加熱方法의 영향

지금까지의 대부분의 드라이아웃 實驗은 데브리층이 그 내부에서 發熱하는 것을 模擬한 體積加熱에 의하고 있다. Dhir와 Barleon[54]은 粒子層의 底面을 加熱한 경우의 드라이아웃 熱流束을 측정하여 이를 體積加熱의 경우와 비교하고 있다. 그들은 粒子直徑이 5~15mm의 유리 粒子層底部를 銅볼록으로 받치, 이 銅볼록을 誘導電力에 의하여 加熱하고 飽和수에 의하여 냉각하는 경우의 드라이아웃 熱流束을 측정하고 있다. 이 實驗値는 體積加熱의 銅球粒子層의 경우와 비교하고 있는데 體積加熱의 경우가 底部加熱의 경우보다 드라이아웃 熱流束이 3배 가량 높은 것으로 나타났다.

## 4. 켄 칭

前述한 沸騰 또는 強制對流沸騰에 의한 爐心데브리의 연속적 冷却以前에 高溫의 데브리層의 성공적 켄칭(quenching)의 成就是 매우 중요하다. 高溫의 데브

리層의 켄칭은 損傷된 爐心の 冷却餘裕에 대한 評價뿐만 아니라 켄칭時 데브리와 冷却水間의 작용에 의한 蒸氣壓力의 發生에 대한 評價도 중요하다.

高溫의 粒子層에서 그 上部로부터 또는 底部로부터 冠水에 의하여 데브리層의 켄칭을 模擬한 몇가지 실험적 研究가 수행되었다.

Armstrong 등[55]은 75cm깊이의, 直徑 3.1mm의 鋼球로 채운 粒子層에서, 最大粒子溫度 550°C에서 層頂上으로부터 冠水하여 켄칭시키고 있다. 그들의 실험에서는 24°C의 물을 注入하였을 때 처음 5cm 깊이까지는 급속히 浸水하다가 그후는 一定한 速度 0.21cm/s로 스며 들어가는 것을 관찰하고 있다. 그들은 또 물이 層의 底部까지 도달하였을 때 上部壓力이 2kPa/s의 비율로 증가하여 최대 0.8MPa까지 도달함을 관찰하고 있는데 이것은 분명히 蒸氣發生 때문인 것으로 보고있다. 물의 貫通이 끝난 후에도 鋼粒子로부터 물로 상당한 熱傳達가 일어나고 있는데 이것은 물의 貫通時 생긴 가스 포켓(gas pocket)에 貫通後에도 물이 채워지면서 켄칭이 일어나기 때문인 것으로 풀이 하고 있다. 그들은 켄칭의 진행이 이때 發生된 上向流의 蒸氣로 인한 冠水에 의해 制御된다고 가정하여 얻은 理論으로부터 물의 貫通速度, 0.26cm/s를 얻었는데 이것은 실제로 매우 가까운 값이다.

Armstrong 등[56]은 前述한 實驗에 이어 또 다른 실험에서 500°C의 鋼粒子層을 처음 100°C의 물을, 다음에 20°C의 물을 注入하여 貫通速度를 측정하였는데 두가지 다른 溫度의 물에서 같은 貫通速度, 0.23m/s를 얻고 있다. 이것은 켄칭時 貫通速度는 冠却材의 初期溫度와는 관계가 없음을 보여 주는 것이다. 또 그들은 初期溫度가 900°C의 鋼粒子層에 대하여 貫通速度를 측정하여 0.08cm/s를 얻었는데 이 값은 500°C의 초기온도의 경우에 비하여 3분의 1이다.

Cho 등[57]은 Sherwood와 Lobo[12]의 冠水相關式을 써서 켄칭時의 액체의 貫通速度를 다음과 같이 유도하였다. 즉 貫通速度,  $dz/dt$ 는

$$\frac{dz}{dt} = \frac{0.6h_{fg}\sqrt{\rho_g}}{(1-\epsilon)c_p\rho_p(T_p - T_{sat})} \times \frac{[gD(\rho_f - \rho_g)]^{1/2}}{[1 + (\rho_g/\rho_f)^{1/4}]^2} \quad (4.1)$$

여기의  $c_p$ ,  $\rho_p$ ,  $T_p$ 는 粒子의 각각 比熱, 密度 및 初期溫度이고  $D$ 는

$$D = \frac{d}{6} \left( \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon} \right) \quad (4.2)$$

와 같이 정의되는 層채널特性이다.

켄칭熱流束,  $q$ 는 貫通速度로부터 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$q = \left( \frac{dz}{dt} \right) (1 - \epsilon) c_p \rho_p (T_p - T_{sat}) \quad (4.3)$$

飽和液에 대한 펜칭熱流束,  $q_{sat}$ 는

$$q_{sat} = 0.6 h_{fg} [\rho_g Dg (\rho_f - \rho_g)]^{1/2} [1 + (\rho_g / \rho_f)^{1/4}]^{-2} \quad (4.4)$$

서브쿨액에 대하여는

$$q_{subcool} = q_{sat} \left\{ \frac{0.1 (\rho_f / \rho_g)^{3/4} c_f (T_{sat} - T_{f0}) / h_{fg}}{\ln[1 + 0.1 (\rho_f / \rho_g)^{3/4} c_f T_{sat} - T_{f0}) / h_{fg}]} \right\} \quad (4.5)$$

여기서  $T_{sat}$ 는 液體의 飽和溫度,  $T_{f0}$ 는 液體의 初期溫度이다. 그들은 위의 式으로부터 계산된 펜칭熱流束의 값들이 實驗值보다 얼마간 낮다고 말하고 있다.

Cho 등[58]은 전과 같은 實驗裝置[57]를 사용하여 直徑 3.1mm의 스테인리스鋼粒子和 알루미나(Alumina)粒자를 써서 頂上注水の 펜칭實驗을 하였는데 그들은 이 실험을 통하여 드라이 포켓(dry pocket)과 채널(channel)의 형성으로 인한 복잡한 물의 貫通現象을 관찰하고 있다. 注入된 물은 그림 20과 같이 먼저 層의 中央部를 貫通하여 底面에 도달한 후, 環域을 되 올라가는 패턴을 보여주고 있다. 이때 500°C로 加熱된 스테인리스鋼의 粒子層에 100°C의 물을 注入하였을 때 下降하는 貫通速度는 0.23cm/s이고 上向時는 0.08cm/s이었으며, 1,000°C로 加熱된 알루미나 粒子層에 24°C의 물을 注入하였을 때는 下降時 0.11cm/s, 上向時 0.04cm/s임을 관찰하고 있다. 그림 21는 軸心方向으로 底面에서 17.5cm에 위치한 熱電對로 時間에 따른 溫度變化를 추적한 것인데 下向時와 返上向時의 二段階

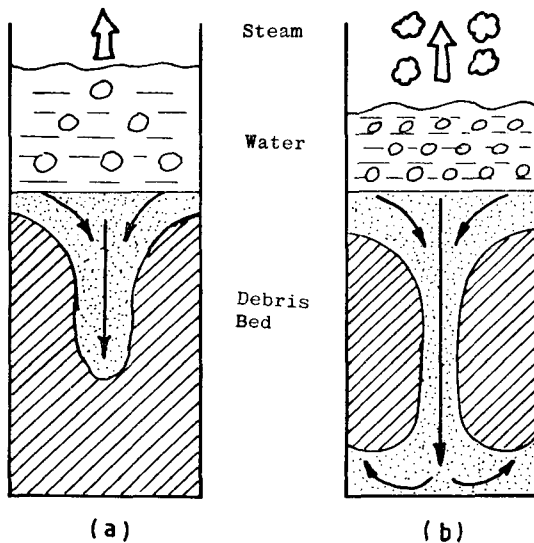


그림 20. Water Penetration Pattern  
(a) Downward Penetration  
(b) Backfill

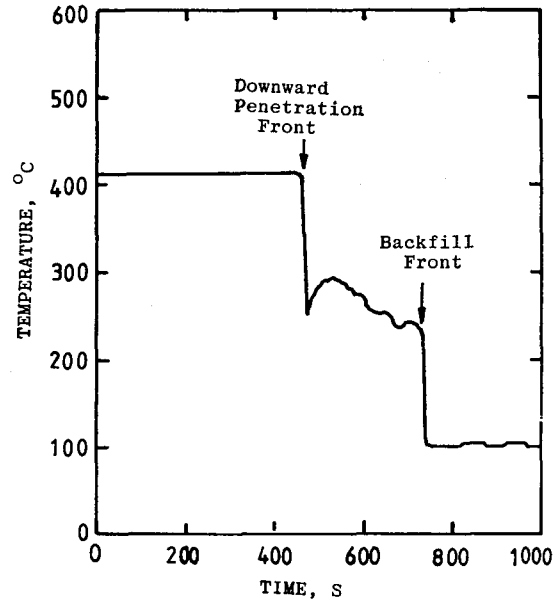


그림 21. Two-Step Quenching

징현상이 있음을 보여주고 있다.

Ginsberg 등[59]은 初期溫度 530K~972K 범위의 直徑 3mm 스테인리스鋼 粒子로 구성된 218~433mm범위 높이의 粒子層에 上部로 물을 注入하여 펜칭實驗을 가졌는데 대체로 Cho 등과 유사한 결과를 얻고 있다. Green 등[60]은 0.89~6.35mm 直徑범위의 스테인리스鋼粒자를 사용하여 Ginsberg등의 것과 동일한 實驗裝置를 써서 上部注水 펜칭實驗을 수행한바 있는데 특히 펜칭時 熱傳達데이터(드라이아웃 熱流束)는 Lipinski 모델[16]과 잘 일치된다고 보고하고 있다.

Hall 등[61]은 初期溫度 750°C의 길이 45cm의 粒子層에 대하여 水源의 水頭높이를 조절하면서 底部로부터 上向流로 冷却水を 流入하여 펜칭實驗을 하였는데 여기서 펜칭貫通速度는 粒子直徑의 증가에 따라, 또 水頭 높이의 증가에 따라 증가하는 결론을 얻고 있다. 예컨대 粒子直徑을 1.3mm에서 2.0mm로 증가시켰을 때 貫通速度는 0.01cm/s로부터 0.04cm/s로 증가하였다는 것이다. 또 0.3mm 直徑의 粒子에 대하여는 底部로부터 2cm 높이까지 펜칭이 진행된 후 정지하고 있음을 관찰하고 있다. Tung 등[62]도 粒子層의 底部로부터 上向流의 冷却材流動을 주어 펜칭實驗을 가졌는데 이때 펜칭貫通速度는 粒子層의 初期溫도와 冷却材流量에 크게 의존함을 알아 내고 있다. 또 熱除去率은 上部注入의 경우 보다 크게 증가함도 아울러 알아내고 있다.

## 5. 結 言

가혹하게 損傷된 爐心の 冷却限界를 평가하기 위하여 그간 熱을 發生하는 데브리層의 드라이아웃에 대한 많은 研究가 이루어졌으며 지금까지 다음 사항이 밝혀지고 있다.

물沸騰드라이아웃에 대하여

(1) 몇가지 드라이아웃 熱流束을 豫測하기 위한 理論的 계산식이 도출되었다. 그중 Dhir-Catton 및 Hardee-Nilson 모델은 작은 粒子(粒子直徑이 1mm以下에 대하여, Shires-Stevens 모델은 中間크기 粒子(粒子直徑이 1mm 內外)에 대하여, Ostensen-Lipinski 모델은 큰 粒子(粒子直徑 >1mm)에 대하여, 그리고 Lipinski 모델은 모든 크기의 粒子에 대하여 실제와 잘 부합되고 있다.

(2) 작은 粒子(粒子直徑 1mm以下)로 구성된 데브리層은 上部에 채널이 形成된다. 특히 얇은 層의 경우는 層의 全깊이에 걸쳐 채널이 발달된다.

(3) 대체로 粒子크기의 증가에 따라 드라이아웃 熱流束은 증가하며, 粒子가 어떤 크기(4mm直徑정도) 以上에 대하여는 平板에 대한 臨界熱流束値를 초과한다.

(4) 깊은 粒子層(높이 10cm以上)에서는 層높이는 드라이아웃 熱流束에 無關하나 얇은 粒子層에서는 層높이의 감소에 따라 熱流束은 증가하고 있다.

(5) 큰 粒子의 경우, 層上部의 液體層의 높이는 드라이아웃 熱流束에 영향을 준다. 이때 液體層높이의 증가에 따라 드라이아웃 熱流束은 증가하고 있다.

(6) 系統壓力的 증가는 드라이아웃 熱流束을 증가시킨다.

(7) 粒子層 底面을 冷却시키면 드라이아웃 熱流束은 增加한다.

(8) 粒子層에서 底面加熱의 경우의 드라이아웃 熱流束은 體積加熱의 경우에 比하여 낮다.

強制對流沸騰드라이아웃에 대하여

(1) 強制對流(上向流)비등의 경우에도 粒子直徑이 작으면 層上部에 채널을 형성한다.

(2) 流量的 증가에 따라 드라이아웃 熱流束은 증가하는데 작은 粒子의 경우 그 영향이 크다.

켄칭에 대하여

(1) 層의 頂上에서 冷却材를 注入시키는 경우, 冷却材는 먼저 層의 中央部를 貫通하여 底面에 도달한 다음 環域을 되돌아가는 流動패턴을 가지며 이때 軸心部의 粒子는 二段階켄칭현상을 나타낸다.

(2) 켄칭速度는 粒子層 初期溫度에 따라 달라지는데 粒子溫度가 높으면 켄칭速度는 작아진다.

(3) 켄칭速度는 粒子直徑의 증가에 따라 증가한다.

熱을 發生하는 데브리層의 冷却에 관한 研究는 지난 10년간의 경험에도 불구하고 충분하지 않다. 앞으로 더 研究가 요망되는 항목은 다음과 같다.

(1) 가혹한 爐心事故時 데브리層의 形成過程과 일단 形成된 데브리層의 構造, 특히 粒子의 크기와 그 分布에 대한 더욱 精密한 정보

(2) 복잡하게 構成된 데브리層의 冷却을 精確하게 예측할 수 있는 三次元 計算모델의 開發

(3) 強制對流沸騰드라이아웃레이터의 生産

(4) 광범위한 파라미터에 걸친 켄칭特性의 究明

## 參 考 文 獻

1. V.K. Dhir and I. Catton, Prediction of Dryout Heat Fluxes in Beds of Volumetrically Heated Particles, Proc. Int. Mtg. Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago, Oct. 5-8, 1976.
2. V.K. Dhir and I. Catton, Dryout Heat Fluxes for Inductively Heated Particles Beds, Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 69, pp.250-256, 1977.
3. P.C. Carman, Fluid Flow Through Granular Beds, Trans. Inst. Chem. Engrs, Vol. 15, pp. 150-166, 1937.
4. J.D. Gabor, E.S. Sowa, L. Baker, Jr., and J.C. Cassulo, Studies and Experiments on Heat Removal from Fuel Debris in Sodium, Proc. Fast Reactor Safety Mtg., Los Angeles, April 2-4, 1974.
5. E.S. Sowa, J.D. Gabor, L. Baker, Jr., J.R. Pavlik, J.C. Cassulo, and W. Holloway, Studies of the Formation and Cooling of Particulate Fuel Debris Beds in Sodium, Proc. Int. Mtg. Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago, Oct. 5-8, 1976.
6. H.C. Hardee and R.H. Nilson, Natural Convection in Porous Media with Heat Generation, Nacl. Sci. Eng., Vol. 63, pp.119-132, 1977.
7. J. Bear, Dynamics of Fluids in Porous Media, p.133, American Elsevier Publishing Co., New York, 1972.
8. G.L. Shires and G.F. Stevens, Dryout During Boiling in Heated Particulate Beds, AEEW-M-

- 1779, UKAEA, 1980.
9. S.W. Jones, M. Epstein, J.D. Gabor, J.C. Cassulo and S.G. Bankoff, Investigation of Limiting Boiling Heat Fluxes from Debris Beds, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 35, pp. 361-363, 1980.
10. R.B. Bird, W.E. Stewart, and E.N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, 3rd ed., pp. 196-200, John Wiley & Sons, New York, 1960.
11. R.W. Ostensen and R.J. Lipinski, A Particle Bed Dryout Model Based on Flooding, *Nucl. Sci. Eng.*, Vol. 79, pp. 110-113, 1981.
12. G.B. Willis, *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1969.
13. R.J. Lipinski, A Particle-Bed Dryout Model with Upward and Downward Boiling, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 35, pp. 358-360, 1980.
14. A.E. Scheidegger, *The Physics of Flow Through Porous Media*, pp. 62, 248, Univ. of Toronto Press, Toronto, 1974.
15. R.J. Lipinski, One-Dimensional Particle Bed Dryout Model, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 38, pp. 386-387, 1981.
16. R.J. Lipinski, A Coolability Model for Postaccident Nuclear Reactor Debris, *Nucl. Technol.*, Vol. 65, pp. 53-66, 1984.
17. S. Ergun, Fluid Flow Through Packed Columns, *Chem. Eng. Progress*, Vol. 48, No. 2, pp. 89-94, 1952.
18. R.H. Brooks and A.T. Corey, Properties of Porous Media affecting Fluid Flow, *J. Irrig. and Drainage Div. Proc. ASChE*, Vol. 92, IR2, p. 61, 1952.
19. G.G. Brown et al., *Unit Operations*, pp. 210-228, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1950.
20. A.W. Reed, The Effect of Channeling on the Dryout of Heated Particulate Beds Immersed in a Liquid Pool, Ph. D. Thesis, MIT, Cambridge, 1982.
21. M.C. Leverett, Capillary Behavior Porous Solids, *Trans. Soc. Min. Eng., AIME*, Vol. 142, p. 152, 1941.
22. S.W. Jones, L. Baker, Jr., S.G. Bankoff, M. Epstein, and D.R. Pedersen, A Theory for Prediction of Channel Depth in Boiling Particulate Beds, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 806-808, 1982.
23. L. Barleon, K. Thomauski, and H. Werle, Dependence of Dryout Heat Flux on Particle Diameter and Bed Height and Effects of Stratification and Bed Reconfiguration, Post-Accident Debris Cooling, *Proc. 5th Post Accident Heat Removal Information Exchange Mtg.*, Karlsruhe, FRG, July 28-30, 1982.
24. L. Baker, Jr., D.R. Pedersen, J.D. Gabor, S.W. Jones, and J.D. Bingle, Correlations of Particulate Debris Bed Coolability Data, Post-Accident Debris Cooling, *Proc. 5th Post-Accident Heat Removal Information Exchange Mtg.*, Karlsruhe, FRG, July 28-30, 1982.
25. G.F. Stevens and R. Trenberth, Experimental Studies of Boiling Heat Transfer and Dryout in Heat Generating Particulate Beds in Water at 1 Bar, Post-Accident Debris Cooling, *Proc. 5th Post-Accident Heat Removal Information Exchange Mtg.*, Karlsruhe, FRG, July 28-30, 1982.
26. D. Squarer, A.T. Piezynski, and L.E. Hochreiter, Effect of Debris Bed Pressure, Particle Size, and Distribution on Degraded Nuclear Reactor Core Coolability, *Nucl. Sci. Eng.*, Vol. 80, pp. 2-13, 1982.
27. F.P. Tsai, J. Jakobsson, I. Catton, and V.K. Dhir, Dryout Heat Flux in a Debris Bed with Flow from Below, Post-Accident Debris Cooling, *Proc. 5th Post-Accident Heat Removal Information Exchange Mtg.*, Karlsruhe, FRG, July 28-30, 1982.
28. D. Moalem and S. Cohen, Theoretical Analysis of Steady and Transient Operation of Internally Energised Porous Element under Phase Conversion and Vapor Superheat, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 19, pp. 1415-1423, 1976.
29. D. Modlem and S. Cohen, Non-Darcy Flow with Change of Phase in Internally Energised Flat Shaped Porous Element, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 1165-1174, 1979.
30. L.L. Vasiliev and V.A. Maiorov, An Analytical Study of Resistance, Heat Transfer and Stability in Evaporative Cooling of a Porous Heat Producing Element, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 301-307, 1979.

31. A.S. Naik and V.K. Dhir, Forced Flow Evaporative Cooling of a Volumetrically Heated Porous Layer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.25, pp. 541~542, 1982.
32. M.V. Choudhary and N.M. El-Wakil, Heat Transfer and Flow Characteristics in Conductive Porous Media with Energy Generation, *Proc.Int. Heat Transfer Conf.*, Versailles, France, 1970.
33. V.X. Tung, V.K. Dhir, and D. Squarer, Forced Flow Cooling Studies of Volumetrically Heated Porous Layers, *Proc. 2nd Int. Topl. Mtg. Nuclear Thermal-Hydraulics*, Santa Barbara, Ca., Jan. 11 ~14, ANS, 1983.
34. L. Baker, Jr. et al., Post-Accident Heat Removal Technology, ANL/RAS 77-2, Argonne National Laboratory, 1977.
35. M.S. El-Genk, On a Vapor Explosion in the RIA-ST-4 Experiment, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol.34, pp. 472~474, 1980.
36. R.R. Hobbins, B.A. Cook, and R.E. Mason, Light Water Reactor Debris from Severe In-Pile Transient Tests, *Nucl. Technol.*, Vol.65, pp. 87~91, 1984.
37. L. Barleon and H. Werle, Dependence of Debris Bed Dryout Heat Flux on Particle Diameter, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 38, pp. 382~383, 1981.
38. D. Squarer, A. T. Pieczynski, and L.E. Hochreiter, Dryout in Large Particle, Deep Debris Beds, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 38, pp. 444~445, 1981.
39. N. Zuber, On the Stability of Boiling Heat Transfer, *Trans. ASME*, Vol. 80, pp. 711~720, 1958.
40. T.G. Theofanous, P. Gherson, and K. Ha, The Large Scale Simulation of Debris Bed Coolability, *NUREG/CP-0048*, Vol. 2, pp. 249~257, 1983.
41. F.P. Tsai, J. Jakobsson, I. Catton, and V.K. Dhir, Dryout of an Inductively Heated Bed of Steel Particles with Subcooled Flow from Below, *Nucl. Technol.*, Vol.65, pp. 10~15, 1984.
42. L. Barleon, K. Thomauske, and H. Werle, Cooling of Debris Beds, *Nucl. Technol.*, Vol. 65, pp. 67~86, 1984.
43. V.K. Dhir, Dryout Heat Fluxes in Debris Beds Containing Particles of Different Size Distribution, *Proc. Int. Mtg. on Fast Reactor Safety Technology*, ANS, Seattle, Wash., Aug. 19~23, 1979.
44. C. LeRigoleur, Particle Bed Dryout in Sodium, *Proc. 4th Post-Accident Heat Removal Information Exchange Mtg.*, Ispra, Italy, 1978.
45. V.K. Dhir, On the Coolability of Degraded LWR Cores, *Nuclear Safety*, Vol. 24, pp. 319~337, 1983.
46. G. Hofman, On the Location and Mechanisms of Dryout in Top-Fed and Bottom-Fed Particulate Beds, *Nuclear Technol.*, Vol. 65, pp. 36~46, 1984.
47. R.S. Keowen, Dryout of a Fluidized Particle Bed with Internal Heat Generation, M.S. Thesis, U. of California, Los Angeles, 1974.
48. V.K. Dhir and I. Catton, Dryout Heat Fluxes in Debris Beds Cooled at the Bottom and Having Subcooled Liquid at the Top, *Nucl. Technol.*, Vol. 46, No. 2, pp. 356~361, 1979.
49. C.W. Somerton, I. Catton, and L. Thompson, Experimental Investigation into Dryout in Deep Debris Beds, 81-WA/HT-17, Winter ASME Mtg., Washington, D.C., Nov. 15~20, 1981.
50. J.O. Jakobsson, I. Catton, and D. Squarer, The Effect of Pressure on Dryout Heat Flux in a Volume Heated Porous Bed, *Proc. ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Honolulu, 1983.
51. D. Squarer and J.A. Peoples, Dryout in Inductively Heated Bed with and without Forced Flow, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 34, pp. 535~537, 1980.
52. A. Naik, D. Le, and V.K. Dhir, Forced-Flow Evaporative Cooling of a Volumetrically Heated Porous Layer, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 34, pp. 537~538, 1980.
53. V.K. Dhir, V.X. Tung, J. Marshall, I. Catton, F.P. Tsai, and H. Lee, Heat Transfer and Fluid Dynamics under Simulated Degraded Core Conditions, *NUREG/CP-0048*, Vol. 2, p. 332, 11th Water Reactor Safety Research Information Mfg., Catheersburg, Md. Oct. 24~28, 1983.
54. V.K. Dhir and L. Barleon, Dryout Heat Flux in a Bottom-Heated Porous Layer, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, Vol. 38, pp. 385~386, 1981.

55. D.R. Armstrong, D.H. Cho, L. Bova, S.H. Chan, and G.R. Thomas, Quenching of a High-Temperature Particle Bed, Trans. Am. Nucl. Soc., Vol. 39, pp. 1048~1049, 1981.
56. D.R. Armstrong, D.H. Cho, and L. Bova, Formation of Dry Pockets During Water Penetration into a Hot Particle Bed, Trans. Am. Nucl. Soc., Vol. 41, pp. 418~419, 1982.
57. D.H. Cho, D.R. Armstrong, L. Bova, S.H. Chan and G.R. Thomas, Debris Bed Quenching Studies, Proc. Int. Mtg. on Thermal Nuclear Reactor Safety held at Chicago, Aug. 29-Sep. 2, 1982.
58. D.H. Cho, D.R. Armstrong, and S.H. Chan, On the Pattern of Water Penetration into a Hot Particle Bed, Nucl. Technol., Vol. 65, pp. 23~31, 1984.
59. T. Ginsberg, J. Klein, J. Klages, C.E. Schwarz, and J.C. Chen, Transient Core Debris Bed Heat Removal Experiments and Analysis, Proc. Int. Mtg. Thermal Nuclear Reactor Safety, Chicago, Aug. 29, Sept. 2, 1982.
60. G.A. Green, T. Ginsberg, and N.K. Tutu., BNL Severe Accident Sequence Experiments and Analysis Program, NUREG/CP-0048, Vol. 2, pp. 102~120, 1983.
61. P.C. Hall and C.M. Hall, Quenching of Heated Particulate Beds by Bottom Flooding: Preliminary Results and Analysis, UKCEGB Report RD/B/5154 N81, 1981.
62. V.X. Tung and V.K. Dhir, Quenching of a Hot Particulate Bed by Bottom Flooding, Proc. Joint ASME/JSME Thermal Engineering Conference, Honolulu, 1983.