

地下空洞周辺の伝熱に関する研究

A STUDY ON HEAT CONDUCTION AROUND CAVERNS

佐藤 邦明*・伊藤 洋**

By Kuniaki SATO and Yo ITO

The caverns are of use for such various purposes as the electric power station, fuel stock piling and repository of exhausting materials. The present study deals with the heat conduction around the oil cavern and the canister for reposing the radioactive nuclides. The measurement of temperature is done by thermometer as well as the photographic observation due to Thermosensitive liquid-crystal-film in a laboratory. The experimental results are compared with several numerical calculations obtained from the modified Fluid in Cell method on the basis of a set of energy and groundwater equations.

1. ま え が き

昨今、燃料地下備蓄や核廃棄物の岩盤地下処分にかかわる伝熱現象がとりわけて注目されている。たとえば、燃料備蓄に関しては加温式原油貯蔵や液化ガスの常圧低温貯蔵に伴って、岩盤空洞の周辺地山に伝熱する^{1),2)}。また、高レベル核廃棄物の岩盤処分に当たっては空洞下部のキャニスター周辺で放射性核種の残留崩壊による発熱によって300°C程度の高温伝熱帯が現われるといわれ、地下水への核種拡散問題とともに研究されている^{3),4)}。周知のように空洞熱源周辺の伝熱帯の発生によって、岩盤の力学的性質が影響を受け、変質・劣化したり、物質拡散現象が助長されることもあり得るため、この伝熱帯の範囲・広がりや温度分布、また同時に地下水流による熱輸送の影響などを明らかにしておく必要がある。この種の岩盤伝熱については今日までに本邦はもとより諸外国でも系統的にあまり取り扱われていないが、岩石の伝熱にかかわる基礎物性についてはすでにかなり研究が集積されている⁵⁾⁻⁷⁾。こういった背景にあって、本論

では燃料地下備蓄と核廃棄物の岩盤処分かかわる2つの伝熱問題に着目して、伝熱の形態、分布・広がりとその経時変化を究明することを目的に、いくつかの室内実験を行い、新しく開発した変形FLIC法によって伝熱解析を試み、検討を加えた。いくつかの新しい知見を得たのでそれらをここにまとめたものである。

2. 解析モデルと変形FLIC法

(1) 解析モデルと条件

加温式原油空洞と核廃棄物処分空洞の2つを対象にして伝熱解析するに当たり岩盤二次元モデルをFig.1およびFig.2のように設定することにする。Fig.1には完全不透水基盤上に透水性岩盤地山があり、岩盤地山の上部に沖積層が帯水しているとし、岩盤地山に加温式貯油空洞(貯油率95%を想定)を設ける。ここでいう加温式原油空洞は、50~60°Cに加熱して原油の固化およびスラッジの沈積を防止しつつ貯蔵する方式を指すが、この場合、加温貯油による伝熱は地下空洞への湧水を伴いつつ起こるので、伝熱分布とその経時変化および伝熱量が地下水流の影響を受けることとなる。一方、他の伝熱モデルとして、Fig.2のように沖積層をもつ透水性岩盤内に高レベル核廃棄物格納キャニスター(canister)をもつ空洞を設けた場合を考えることにする。今日いわれて

* 正会員 工博 埼玉大学助教授 工学部
(〒338 浦和市下大久保 255)

** 正会員 (株)熊谷組 原子力開発室土木技術部(埼玉大学
研究生)(〒162 新宿区津久戸町17-1)

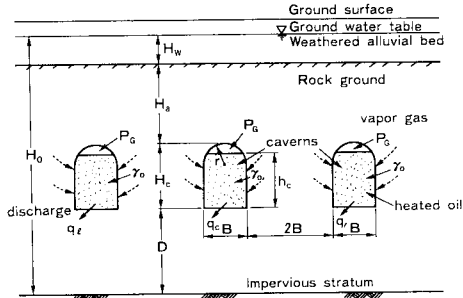


Fig. 1 Cavern model with heated fuel.

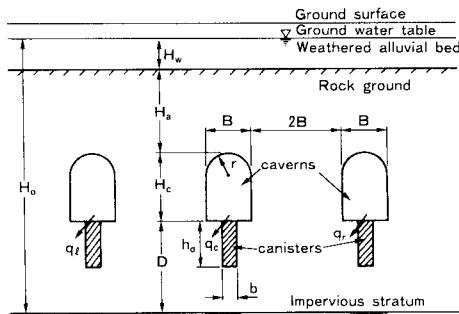


Fig. 2 Cavern model with repository canister for reposing radioactive nuclides.

いるキャニスターは原子力発電所より出る使用済放射性核種を一定量長期に格納しておくための容器の役割をもつもので、高レベルの放射性核種をある濃度で保存しておく、格納された核種自然崩壊による放熱が起るとされている⁴⁾。この場合、実用上はキャニスター周辺を工学バリア (engineering barrier) で保護・強化することとなるので、本論では計算手法の提案と同時にキャニスター周辺の伝熱解析を行って空洞への湧水による地下水運動の伝熱への影響も併せて基礎的に調べることを目的とする。

伝熱解析は、定常の地下水流れの基礎式と伝熱方程式を連立させて解析を進める方法をとる。基礎式はおの

$$\text{div}(k \cdot \text{grad } h) = 0 : \text{定常地下水流の式} \dots \dots \dots (1)$$

$$(\rho c) \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}[(\rho c)_r VT] = \text{div}(x \cdot \text{grad } T)$$

: 伝熱の式⁸⁾ \dots \dots \dots (2)

である。ここに、 k : 透水係数、 h : ピエゾ水頭、 (ρc) : 飽和多孔媒体の等価熱容量、 T : 温度、 t : 時間、 $(\rho c)_r$: 流体の熱容量、 V : 流速ベクトル、 x : 熱伝導率である。

Table 1 に解析条件を示しているが、Fig. 1, 2において空洞の構造寸法および地山規模は、 $H_c/B = 1.5$ 、 $r/B = 0.5$ 、 $H_w/B = 1.0$ 、 $H_a/B = 4.6$ 、 $D/B = 1.9$ 、

Table 1 Computed conditions, thermal and hydraulic parameters.

	Cavern models	Cases	Permeability k_r (m/s)	Porosity n_r (%)	Thermal conductivity x_r (W/mK)	Hydraulic conditions and parameters	
						h_c/B	$H_w/B = 1.0$
Underground cavern for fuel stock piling (Case-1)	Single cavern	Run-1-1	1.0×10^{-6}	10	1.76	$h_c/B = 1.35$	$H_w/B = 4.6$
		Run-1-2	1.0×10^{-8}	5	2.2	$\gamma_w/\gamma_o = 0.9$	$H_w/B = 1.5$
		Run-1-3	1.0×10^{-10}	1	2.42	$\gamma_w = 9.8 \text{ kN/m}^3$	$D/B = 3.9$
	3-series caverns	Run-1-4	1.0×10^{-8}	5	2.2	$\gamma_w/\gamma_o = 0.9$	$r/B = 0.5$
Rock cavern for reposing radioactive nuclides (Case-2)	Single cavern	Run-2-1	1.0×10^{-10}	5	2.0	$b/B = 0.4$	$(\rho c)_r = 4.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$
		Run-2-2	1.0×10^{-12}	1	"	$h_c/B = 1.0$	$(\rho_w c_w) = 3.0 \text{ MJ/m}^3\text{K}$
		Run-2-3	1.0×10^{-14}	1	"	$k_w = 1.0 \times 10^{-4} \text{ m/s}$	$x_w = 1.7 \text{ W/m}^3\text{K}$
	3-series caverns	Run-2-4	1.0×10^{-14}	1	"	$n_w = 30\%$	

$H_0/B = 9.0$ とし、加温式原油備蓄における原油貯油槽高さは $h_c/B = 1.35$ 、原油の比重 $\gamma_o/\gamma_w = 0.9$ 、空洞上部の原油ガス圧 $P_c/\gamma_w B = 1.25^9)$ (γ_w : 水の単位体積重量、 $\gamma_w = 9.8 \text{ kN/m}^3$) とする。一方、放射性廃棄物の岩盤処分におけるキャニスター寸法は、 $h_a/B = 1.0$ 、 $b/B = 0.4$ ととる。また、岩盤の透水・伝熱物性値は、原油備蓄の場合は、深さ数十 m における均質良好岩盤の場合を想定して、透水係数 $k_r = 1.0 \times 10^{-6} \sim 1.0 \times 10^{-10} \text{ m/s}$ 、空隙率 $n_r = 1 \sim 10\%$ 、熱伝導率 $x_r = 1.76 \sim 2.42 \text{ W/m}^3\text{K}$ 、等価熱容量 $(\rho_w c_w) = 2.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$ 、流体の熱容量 $(\rho c)_r = 4.2 \text{ MJ/m}^3\text{K}$ とし^{2), 5), 9)}、他方放射性廃棄物岩盤処分の場合は深さ数百 m 以上の深層の場合を想定し、 $k_r = 1.0 \times 10^{-10} \sim 1.0 \times 10^{-14} \text{ m/s}$ 、 $n_r = 1 \sim 5\%$ 、 $x_r = 2.0 \text{ W/m}^3\text{K}$ とする^{5), 10)}。一方、沖積・風化帯における水理・伝熱定数は、 $k_w = 1.0 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ 、 $n_w = 30\%$ 、 $(\rho_w c_w) = 3.0 \text{ MJ/m}^3\text{K}$ 、 $x_w = 1.7 \text{ W/m}^3\text{K}$ とする。ここで、諸量の添字 r, w はそれぞれ岩盤、沖積・風化帯であることを意味する。解析は、単設、連設空洞の両方について行われるが、要素数、節点数は、原油空洞の単設の場合 (944, 519)、連設の場合 (1540, 831) で、核廃棄物処分空洞の場合はおのおの (934, 514)、(1510, 821) であった。

(2) 変形 FLIC 法による解析法^{11), 12)}

式 (1), (2) を同時に連立させて計算するに当たって、式 (1) は従来の Galerkin 有限要素法により行うが、式 (2) の伝熱方程式の解法には変形 FLIC 法を適用する。この種の移流伝熱・拡散方程式の解法に当たって、普通の差分法や有限要素法を用いると流速の増大に伴って解が振動し、数値計算上の不安定を生じることがよく知られている。そこで、本論では式 (2) の解法において数値的に安定でしかも計算時間の節減を行うため、高レイノルズ数の非粘性・非圧縮流解析に優れているとされている変形 FLIC 法を本解法に適用する。

変形 FLIC 法は、FLIC 差分法を有限要素法にしば

しば用いられる三角形要素系に対して展開し得るよう足立 (1977)¹³⁾ により考案されたもので、FLIC 法そのものは、Los Alamos 科学研究所グループの Rich (1963)¹⁴⁾ らによって開発されたもので、計算領域を直交格子によって多数の Cell に分割し、各 Cell 内の有する輸送量 (質量, 運動量, エネルギー等) の時間的変化を次のように 2 段階に分けて計算するものである。つまり、はじめの第 1 段階では、Cell の移動に関する輸送項を除いた式を各 Cell について解き、この Euler 的段階での中間的諸量を求める。次の第 2 段階では、Cell が前時点で作った中間的諸量をもって空間格子を移流によって移動するとして、新しい時刻の流れ場の諸量を求めるものである。この方法では、流体運動を記述する Lagrange, Euler の 2 通りの方法の特長が一体となって取り入れられている点が特徴といえる¹⁵⁾。以下に式 (2) の定式化を具体的に述べる。

いま、計算領域を有限要素法と同様に Fig. 3 のように三角形に分割し、その中の任意の要素 j に注目する。ここに、図中の $i, \bar{i} : i=1, 2, 3$ は三角形の頂点および対辺を意味する。また、 $j, j_i (i=1, 2, 3)$ は各三角形の重心であるとする。そこで、式 (2) を Fig. 3 の任意の閉曲線内で面積積分すると次のようになる。

$$\int_{S_j} \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(\eta VT) \right] dS = \int_{S_j} [\text{div}(a \cdot \text{grad } T)] dS \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $\eta = (\rho c)_f / (\rho c)$, $a = \kappa / (\rho c)$, S_j : 要素 j の領域・面積である。

式 (3) に Gauss の発散定理を適用して整理すると次のようになる。

$$\int_{S_j} \frac{\partial T}{\partial t} dS + \int_{\Gamma_j} \eta V_n T ds = \int_{\Gamma_j} \epsilon_n ds \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\begin{cases} \epsilon_n \\ \epsilon_s \end{cases} = \begin{pmatrix} l & m \\ -m & l \end{pmatrix} \begin{cases} \epsilon_x \\ \epsilon_z \end{cases}, \quad \begin{cases} \epsilon_x \\ \epsilon_z \end{cases} = a \cdot \text{grad } T$$

$$= \begin{pmatrix} a_{xx} & a_{xz} \\ a_{zx} & a_{zz} \end{pmatrix} \begin{cases} \partial T / \partial x \\ \partial T / \partial z \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 Γ_j : 要素 j を構成する境界, V_n : 境界上における n 方向の速度, l, m : 外向き法線 n の方向余弦で

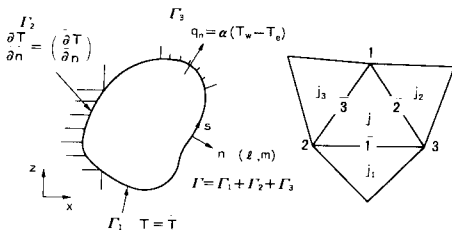


Fig. 3 Schematic presentation of flow domain and triangular finite elements of heat conduction problem.

ある。

そこで、上述したように FLIC 法を適用して 2 段階に分けて差分化するため、はじめに式 (3) の左辺を Lagrange 的微分を用いて表わし式 (4) を書き直す次のようになる。

$$\frac{D}{Dt} \int_{S_j} T dS = \int_{\Gamma_j} \epsilon_n ds \quad \dots\dots\dots (6)$$

さらに、Lagrange 的微分を前進差分で近似すると、

$$\frac{\tilde{T}_j - T_j^{(n)}}{\Delta t} S_j = \sum_{i=1}^3 l_i \epsilon_{n\bar{i}} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。ここに、 \tilde{T}_j : 要素 j における中間的な値, $T_j^{(n)}$: 要素 j における時刻 $t = n\Delta t$ での温度, Δt : 時間増分, l_i : 辺 \bar{i} の長さであり、図の辺上の値 $\epsilon_{n\bar{i}}$ は辺 \bar{i} を共有する 2 要素の平均値で表わす。

これより、時刻 $(n+1)\Delta t$ における中間的な温度 \tilde{T}_j は、式 (7) から次のように算定される。

$$\tilde{T}_j = T_j^{(n)} + \frac{\Delta t}{S_j} \sum_{i=1}^3 l_i \epsilon_{n\bar{i}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

次に、第 2 段階では式 (4) と (6) のそれぞれの左辺を等置することにより、

$$\frac{D}{Dt} \int_{S_j} T dS = \int_{S_j} \frac{\partial T}{\partial t} dS + \int_{\Gamma_j} \eta V_n T ds \quad \dots\dots\dots (9)$$

となって、離散化すると、

$$\frac{\tilde{T}_j - T_j^{(n)}}{\Delta t} S_j = \frac{T_j^{(n+1)} - T_j^{(n)}}{\Delta t} S_j + \sum_{i=1}^3 l_i P_i \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。したがって、時刻 $t = (n+1)\Delta t$ における要素 j における温度 $T_j^{(n+1)}$ は次のように導かれる。

$$T_j^{(n+1)} = \tilde{T}_j - \frac{\Delta t}{S_j} \sum_{i=1}^3 l_i P_i \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 P_i は風上差分の考え方を導入して次のように表わす。

$$P_i = \eta V_{n\bar{i}} [\delta_i \tilde{T}_{j\bar{i}} + (1 - \delta_i) \tilde{T}_j] \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\delta_i = \delta \quad V_{n\bar{i}} < 0 \quad (\text{辺 } \bar{i} \text{ を通じて流入})$$

$$\delta_i = 1 - \delta \quad V_{n\bar{i}} > 0 \quad (\text{辺 } \bar{i} \text{ を通じて流出})$$

ここに、 δ は上流パラメーターで、 $0.5 \leq \delta \leq 1$ の値をとる。

以上が変形 FLIC 法による定式化の概要であり、境界条件としては次のようにとる。

$$T = \bar{T} \text{ on } \Gamma_1, \quad \partial T / \partial n = \overline{(\partial T / \partial n)} \text{ on } \Gamma_2$$

$$q_n = \alpha(T_w - T_e) \text{ on } \Gamma_3 \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $\bar{\quad}$ (バー) はその境界において既知であることを示し、 q_n : 単位面積当たりの熱流量, α : 熱伝達率, T_w : 表面温度, T_e : 外気温である。

したがって、岩盤の伝熱現象を式 (8) と式 (11) を用いて、式 (13) の境界条件を考慮することにより時刻 $t = (n+1)\Delta t$ の温度 $T_j^{(n+1)}$ を求めることができる。なお、計算の精度に関しては、事前に理論解との比較により十分に検証を行った¹⁶⁾。

3. 解析結果とその考察

Table 1 に示した計算条件に基づいて、二次元の浸透流および移流伝熱解析を次の2つの場合、つまり1) 加温式貯油空洞、および2) 放射性廃棄物処分空洞について空洞周辺の伝熱の基本的性質について吟味する。

(1) 空洞周辺の流れの基礎的性質

伝熱について検討する前に空洞周辺の流れの性質を調べておくため、おのおの利用形態における半断面軸対称の単設および連設空洞周辺の流速ベクトルを示した Fig. 4, 5 に注目しよう。同図には、流れの構造をつかむため圧力水頭 P_r/γ_w を境界水位 H_0 で割った比も同時に示してある。まず、Fig. 4(a) は、単設加温式貯油空洞の場合における流速ベクトルと圧力分布であって、同図中 (b) は放射性廃棄物処分空洞のそれを対比しつつ示したものである。両者を比較して二、三の特徴を挙げ

ると、貯油空洞 (Table 1 の Case-1 に対応) の場合の空洞流入無次元流速ベクトルは空洞上半曲面で空洞底面におけるそれに比べてやや大きくなっており、また、無次元圧力水頭 $P_r/\gamma_w H_0$ は、空洞が空となっている廃棄物処分空洞の場合に比べ、空洞内にガス圧および油圧のため、空洞近傍で高くなっていることが認められる。一方、湧水量に注目すると、おのおの無次元湧水量 $q_c^* = q_c/k_r B$ は、貯油空洞の場合 $q_c^* = 8.2$ であり、廃棄物処分空洞の場合 $q_c^* = 11.0$ である。つまり、この場合貯油空洞湧水は、空洞内が空である場合に比べて 25% 程度湧水量が小さくなる事が知れる。次に、連設空洞におけるそれらに目を向け、同様に Fig. 5(a), (b) に注目する。単設の場合と同様に貯油空洞上半曲面における流速ベクトルが底面におけるそれより大きくなっており、かつ圧力水頭も貯油空洞近傍において廃棄物処分空洞のそれより大きくなっていることがはっきりと知れ

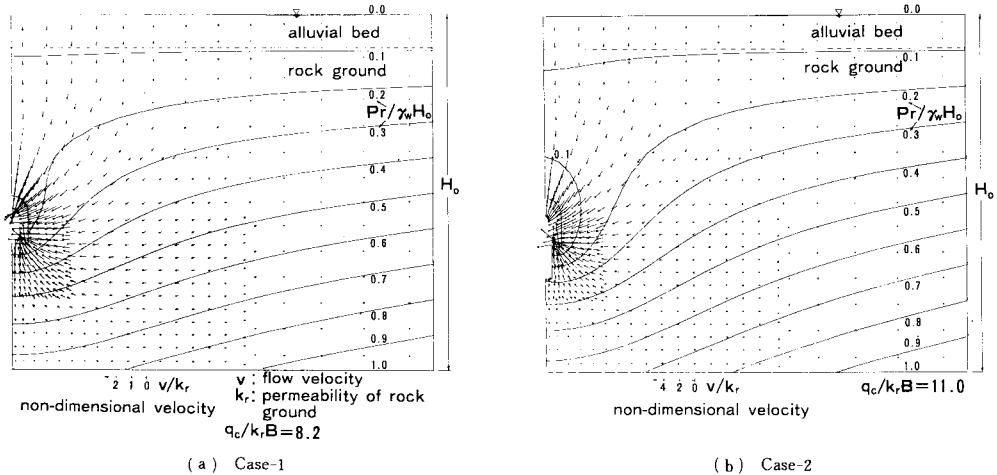


Fig. 4 Flow patterns and distributions of pressure head for single cavern.

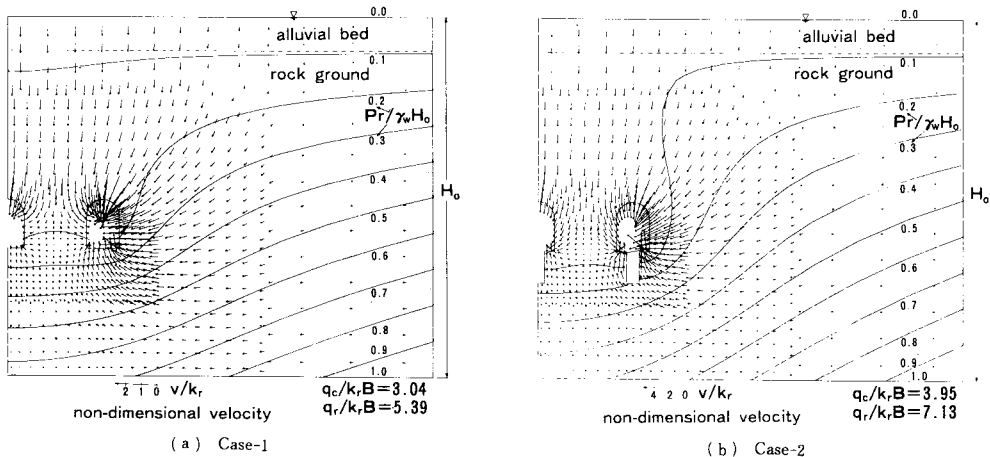


Fig. 5 Flow patterns and distributions of pressure head for 3-series caverns.

る。さらに、空洞間の流速ベクトルは、いずれの場合においても右側空洞外側のそれに比べて小さくなっている。ここで明らかにされた流れの性質は水理条件や水理量が多少変わっても一般的に認められることが別のこの種の解析からも認められている。

(2) 空洞周辺伝熱の基礎的性質

すでに明らかとなったとき地下水流れをもつ岩盤地山に加温油およびキャニスター熱源がある場合について、それによる伝熱帯の広がりや温度分布について検討することとするが、空洞伝熱における熱輸送の方向は空洞への地下水流の方向と逆になる。つまり、熱はその熱源から外向きに広がるが、一方地下水は空洞に向かって収束流れとなるために、おのおのは輸送方向が逆となり、伝熱はこの地下水流の影響を受けることになる。この点は、始めに注意しておきたい大切なところである。

Fig. 6は、加温式貯油空洞の場合における空洞周辺の無次元温度分布 θ (ここに、 $\theta = (T - T_0) / (T_1 - T_0)$, T : 温度, T_1 : 初期地山温度, T_0 : 熱源温度とする) を経過時刻 0.6年, および 2.0年後について示したものである。ここで経過時刻は、Fig. 7 (後述) を含めたこれらすべての図において左右半断面における実時間を統一的に比較検討しやすくするため、空洞幅を $B = 5.0$ m と一定にして求めたものである。また、図中の τ は無次元時間 $\tau = \bar{u}t/B$ (\bar{u} : 空洞湧水量 q を壁面面積と空隙率 n_r で割った値で壁面に垂直な浸透移流速度の平均値, t : 実時間, B : 空洞幅) であり、経過時刻におけるその値を併せて示しておいた。図中 (a) は Table 1 に掲げたように岩盤地山の透水係数 $k_r = 1.0 \times 10^{-6}$ m/s, 空隙率 $n_r = 10\%$, 熱伝導率 $\alpha_r = 1.76$ W/m·K, (b) は $k_r = 1.0 \times 10^{-8}$ m/s, $n_r = 5\%$, $\alpha_r = 2.2$ W/m·K, (c) は $k_r = 1.0 \times 10^{-10}$ m/s, $n_r = 1\%$, $\alpha_r = 2.42$ W/m·K と与えた場合における等温度分布をおのおの示しているが、おのおのの伝熱を支配する無次元量は、ペクレ数 Pe を $Pe = \bar{u}d/a_r$ (ここに、 d : 空隙率に等しい空隙体積を m 単位で表わし、その体積と等価な円管直径, a_r : 熱拡散係数, $a_r = \alpha_r / (\rho_r c_r)$ とする) と定義して表わす⁵⁾。そうすれば、Fig. 6中 (a) の場合は $Pe = 8.01 \times 10^{-2}$, (b) $Pe = 9.04 \times 10^{-4}$, (c) $Pe = 1.84 \times 10^{-5}$ ということになる。現象的にみれば、ペクレ数が小さいほど伝熱において伝導が卓越するようになってくるが、具体的な伝熱帯の広がりや温度分布がどうなるかについては計算結果から考えてみよう。

まず、Fig. 6(a) は $Pe = 8.01 \times 10^{-2}$ の場合における θ 分布であり、伝熱帯の広がりはかなり小さく、わずかに空洞側面および底面の一部にみられる程度である。空洞上半曲面および空洞底面両端部において特に伝熱帯の広がりがみられないのは、Fig. 4(a) の流速ベクトル分

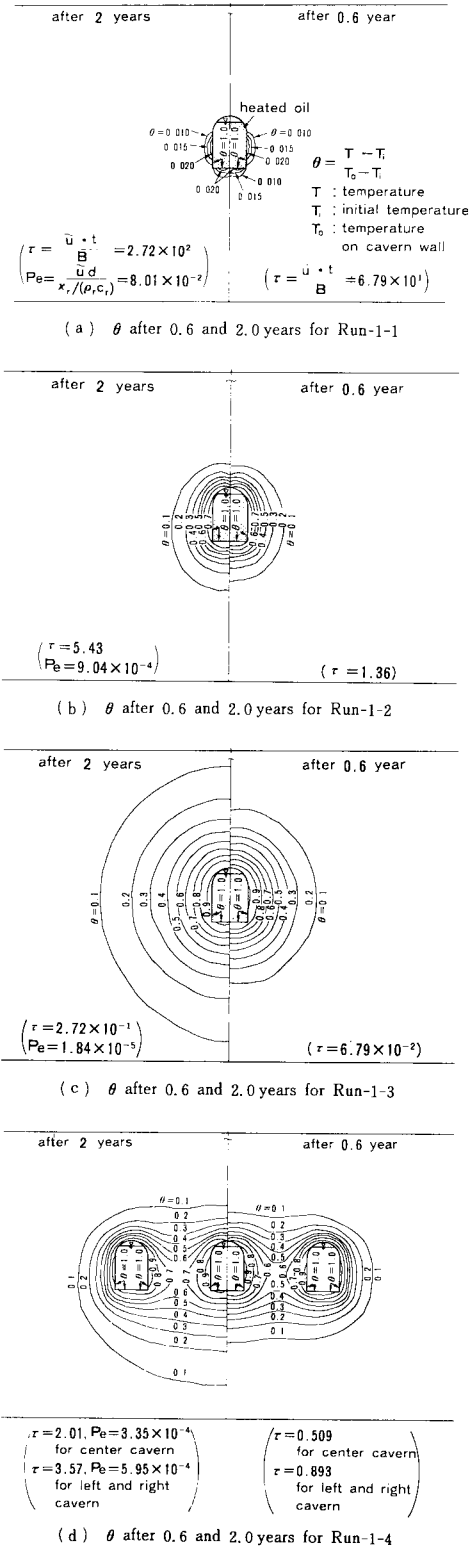


Fig. 6 Distributions of non-dimensional temperature θ after 0.6 and 2.0 years in the case of Case-1.

布からわかるように、この部分における流速が底面中央や側面に比べて大きいことによるものであって、地下水流れの影響を受けていることを如実に示している。経過時刻 0.6 年における温度分布と 2.0 年におけるそれに変化はなく、0.6 年後にはすでに定常状態になっているものと判読できる。結局、このように透水性の大きい地山の場合は移流伝熱が伝熱場を支配するため伝熱帯の広がりはあまり拡大しない。(b) 図は、 $Pe=9.04 \times 10^{-4}$ の場合、(c) は $Pe=1.84 \times 10^{-5}$ の場合のそれらであるが、いずれの場合も (a) のそれに比べて伝熱帯は大きく広がっている。特に (c) の場合は空洞熱源を中心に同心円的な広がりを示しつつ伝熱帯が一層の広がりをみせ、 Pe 数が小さいため伝導支配となっていることがわかる。また、(b) の場合における空洞上部と下部の 0.6 年および 2.0 年における θ 分布に着目すると、上部より下部でその広がりが大きくなっていることが認められる。この場合も空洞上半曲面と底面流速の違いによる影響が現われている。同じく (b) の場合は伝導と移流伝熱による影響が同時に現われ、地下水流の性質によって伝熱帯の広がりや形態に微妙な変化を与えていることは大変興味深いところであろう。

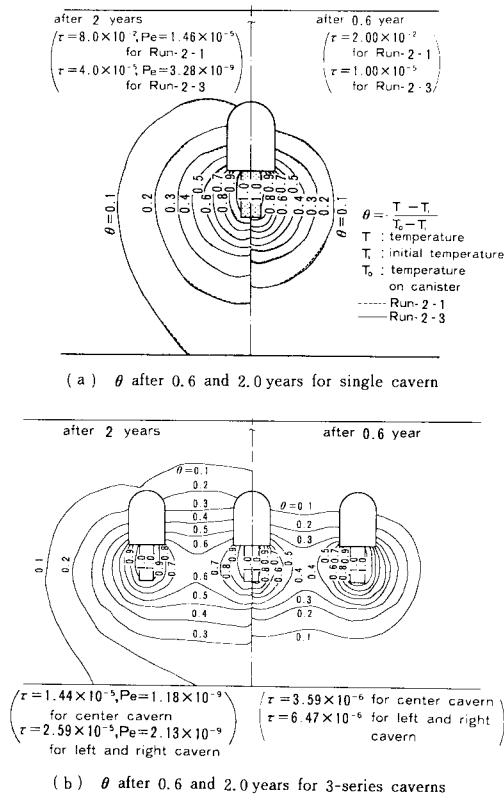


Fig. 7 Distributions of non-dimensional temperature θ after 0.6 and 2.0 years in the case of Case-2.

Fig. 6(d) は、同図の (b) と同じ水理条件下における連設空洞の場合の θ 分布を示したものであるが、伝熱帯の広がりは空洞相互間および空洞下部で大きく、左右空洞外側および空洞上部で小さくなっている。全体的にみると θ 分布は、単設のそれよりやや大きくなっている。これは、空洞周辺流速ベクトルが連設の場合に単設のそれに比べてやや小さくなり、 Pe 数も単設では $Pe=9.04 \times 10^{-4}$ となっていることに起因し、伝導の影響が一層強くなっていることによる。

他方、放射性廃棄物処分空洞における空洞周辺の無次元温度分布に注目するため、Fig. 7 に目を転じよう。Fig. 7(a) は単設空洞におけるそれを Run-2-1 ($k_r=1.0 \times 10^{-10}$ m/s, $n_r=5\%$) の場合は破線で、Run-2-3 ($k_r=10 \times 10^{-14}$ m/s, $n_r=1\%$) のそれは実線で同時に示したものであって、 Pe 数はおのおの $Pe=1.46 \times 10^{-5}$, 3.28×10^{-9} となる。これより、 θ 分布はキャニスターを中心に同心円状に広がり、Run-2-1 と Run-2-3 におけるそれにほとんど差が認められないことがわかる。このことは、ある程度流速が小さくなる (Pe 数が小さくなることに対応) と伝熱場は完全に伝導支配となって、空洞へ向かう地下水流れによる影響はほとんど無視できることを示唆しているものといえよう。(b) は、連設空洞における θ 分布を示したものである。 Pe 数は 10^{-9} のオーダーと小さく、この場合もやはり伝導のみによって伝熱帯が広がり、地下水流による影響は現われていないことを明解に確認できる。

以上、実際にも即した規模と条件を導入し、かつ実験で得られている伝熱・水理パラメーターを用いて、加温式貯油空洞および放射性廃棄物処分空洞における空洞周辺伝熱について解析的検討を行ったが、深さ数十 m 程度の均質岩盤を対象として建設される加温式貯油空洞の場合は、岩盤の伝導のみならず地下水流れによる移流伝熱の影響を受けることが新たに明らかにされた。他方、深さ数百 m 以上の深層岩盤を対象とした放射性廃棄物処分空洞の場合の伝熱は、ほとんど伝導によって支配されることが判明した。

4. 伝熱実験

ここで、3. で提案した変形 FLIC 法によって解析した結果を具体的に可視化すると同時に実験的に再現するための模型実験と空洞周辺伝熱の三次元構造を解明するためのサンドモデル中の伝熱実験の二通りの実験を述べる。

(1) 空洞下キャニスター周辺の伝熱の可視化

a) 実験装置と実験方法

伝熱における自然対流の発生有無に加え伝熱形状・分布の拡散速度を知り、かつ計算手法の妥当性を確認する

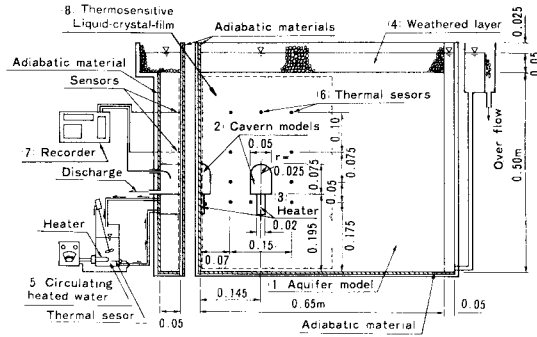


Fig. 8 Experimental apparatus of heat conduction around canisters.

目的も含めてキャニスター周辺の伝熱について、感温液晶フィルム (Thermosensitive liquid-crystal-film) の写真効果を利用した伝熱実験を行うこととする。伝熱の可視化実験装置は、Fig. 8 に示したように、次の3つの主要部分、つまり、地山モデル、加熱キャニスター、および温度計測・観測装置から成り立っている。図中の番号に従って装置各部の名称・機能を説明すると、(1) 細粒ガラス球充てん層より成る地山モデル (水平長さ: 0.65 m, 高さ: 0.5 m, 奥行: 0.045 m, ガラス球径: $d_r=0.15$ mm, 透明アクリル製), (2) 空洞モデル (幅 $B: 0.05$ m, 高さ $H_c: 0.075$ m, 上部半径 $r: 0.025$ m), (3) 定温ヒーター (キャニスター) (幅 $b: 0.02$ m, 長さ $h_d: 0.05$ m), (4) 上部帯水層 (水平長さ: 0.65 m, 高さ: 0.05 m, ガラス球径: 2.5 mm), (5) 定温水供給装置, (6) 温度測定センサー (熱電対T型), (7) 温度記録装置, (8) 感温液晶フィルム (温度分解可能範囲 20~35°C, 分解温度 2°C) である。地山モデルを含めて伝熱場はすべて、発泡スチロールで断熱される。液晶フィルムの性質は熱が加わって発色するところにあるが、色彩分布の写真撮影を行う際は、前面の断熱板を一時はずすことになる。したがって、空洞を設定した地山モデル前面から高感度カラーフィルムによって写真撮影することによって、その分布から熱の広がりを知り、色彩分布と色調から温度を読み取ることができる。

実験条件は、Table 2 に示したように単設空洞と三連設空洞の場合の二通りがあるので、観測場の対称性から半平面について実験を行う。地山透水係数は $k_r=9.0 \times 10^{-6}$ m/s であり、空隙率 $n_r=37$ %, 地山初期温度 $T_0=4.5 \sim 6.0$ °C, 空洞下のキャニスター表面温度 $T_0=63 \pm 1$ °C, 等価熱容量 $(\rho_r c_r)=1.78$ MJ/m³K, 流体の熱容量 $(\rho c)_f=4.2$ MJ/m³K である。熱伝導率 α は、著者らの別の実験研究の値を参考にして決めた¹⁷⁾。

実験手順は次のようである。初めに、空洞周辺地山に 11 点の熱電対センサーをあらかじめ設定しておき、自動記録装置によって収録する。また、地山モデル水槽中

Table 2 Experimental cases and parameters.

Experimental cases	Exp-1	Exp-2
Cavern models	Single cavern	3-series caverns
$T_0 - T_i$ T_0 : temperature on canister T_i : initial temperature	58.5 °C	57.0 °C
Permeability k_r	9.0×10^{-6} m/s	
Porosity n_r	37 %	
Heat capacity $(\rho_r c_r)$	1.78 MJ/m ³ K	
Heat capacity of fluid phase $(\rho c)_f$	4.20 MJ/m ³ K	
Thermal conductivity α_r	1.07 W/mK	
Particle size and Parameters	$k_w = 2.1 \times 10^{-2}$ m/s $n_w = 41$ % $(\rho_w c_w) = 1.85$ MJ/m ³ K $\alpha_w = 1.13$ W/mK $\alpha = 0.5$ W/mK $d_s = 0.15$ mm $d_w = 2.5$ mm	

の前面に感温液晶フィルムを密着添付する。ついで、地山モデル中にガラス球を一様に充てんし、空洞モデルを設定する。次に、オーバーフロー装置を調節することにより上部帯水層に一定水位を設定し、被圧岩盤地下水流を作り流れが定常になるのを待って、高精度のメスシリンダーにより湧水量を計る。定常流れ場が形成されると、あらかじめ加熱された温水 (65°C) をキャニスター内で循環させ、定温熱源 ($T_0=63 \pm 1$ °C) が与えられる。この供給される温水温度は、常に自動温度調節装置により一定に保たれる。ここまでの実験準備が整うと、実験が開始される。上述した実験中は、地山モデルから外気への放熱を防止するため発泡スチロールで断熱されているが、感温液晶フィルムの発色状態を撮影するときは一時的に装置前面の断熱板を取りはずして写真撮影を実施する。その際、写真撮影技術上アクリル板の反射光による影響をできるだけ少なくして、感度を確保するため、装置周辺を暗くし、高感度フィルムを用いて撮影する。同時に熱電対センサーによる温度測定は所定の時間間隔で記録される。

b) 実験結果とその考察

実験条件に従って、単設と連設空洞について伝熱実験を行い、キャニスターをもつ空洞周辺の温度経時変化を測定したわけであるが、これらの結果を提示しつつ伝熱の基本的性質を吟味してみることにする。

一連の実験の中で、Photo 1, 2 は単設および連設空洞における感温液晶フィルムに現われた温度分布を経時的に示したものである。Photo 1 は、単設空洞における (a) 実験開始直後、(b) 2 時間後、(c) 3 時間後のそれを示している。伝熱実験の開始直後は、キャニスター部分が加熱され、2 時間経過して空洞部分も含めて伝熱帯がやや広がっている。しかし、3 時間後においてもその伝熱帯の広がりほとんど変化せず、早期に

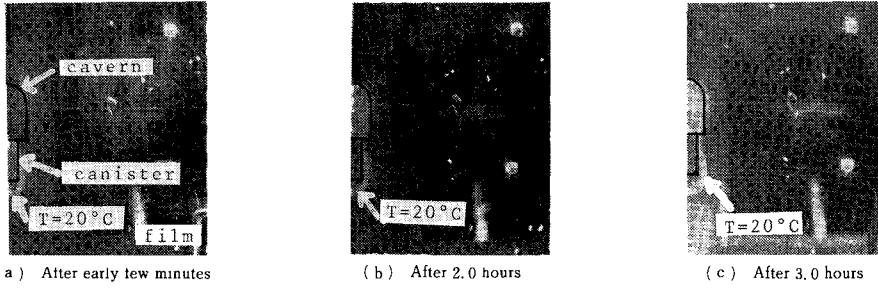


Photo 1 Temperature distributions around canisters for Exp-1.

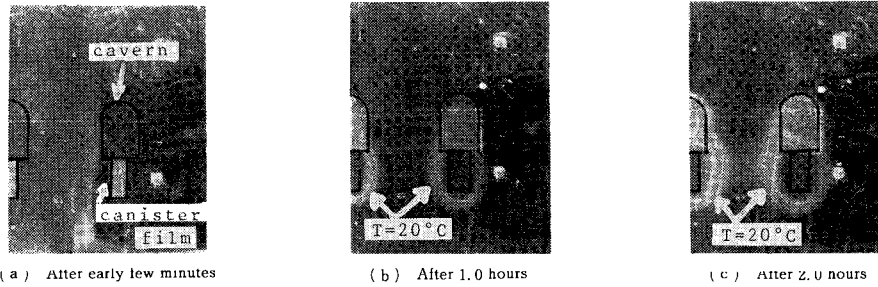


Photo 2 Temperature distributions around canisters for Exp-2.

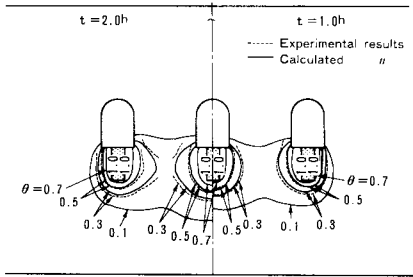


Fig. 9 Comparison with experimental distributions of non-dimensional temperature θ and calculated ones after 1.0 and 2.0 hours for Exp-2.

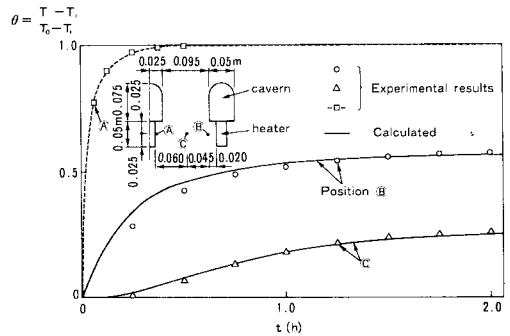


Fig. 10 Non-dimensional temperature θ with time for Exp-2.

定常状態となっていることが判断される。このような地山条件においては、自然対流の発生は認められない。Photo 2は、連設空洞におけるものを示しているが、この場合は単設のそれに比べ、特に空洞間で伝熱帯の形成が早く、2時間後には相互の空洞伝熱帯が重複・合併している。これら実験ケースの単設および連設空洞周辺の Pe 数を計算してみると、単設の場合は $Pe = \bar{u}d_r / (\alpha_r / (\rho_r c_r)) = 1.60 \times 10^{-2}$ となり、連設の場合の中央空洞 $Pe = 5.88 \times 10^{-2}$ 、右側空洞 $Pe = 10.4 \times 10^{-2}$ となっている。3. で述べたように Pe 数が大きいと移流伝熱が卓越してくることになるから、単設空洞で伝熱帯が小さくなっていることは、上述の解析結果と整合しており、十分納得できよう。

同様に、Fig. 9は感温液晶フィルムの色彩を読み取ることによって得られた実験温度分布と同じ条件の解析解

によるそれを同時に示したものである。実験による温度分布は視覚的なもので量的精度には限界があり、あまり高い量的評価は期待できず、多くの等温度線を描くことはできないが空洞間の伝熱速度が大きいことははっきりわかる。また、Fig. 10は、地山モデル中の温度センサーにより計られた節点温度経時変化をキャニスター近傍の③点と2つのキャニスターの中間点②について描いたものである。いずれの測点も初期の温度上昇は大きい、2時間後ではかなり定常状態に近くなっていることが判読できる。ここで示した実験結果と解析結果はよく一致している。

結局、感温液晶フィルムによる伝熱実験を通じて、Fig. 6, 7に与えた解析結果は十分妥当なものであることを知ることができ、かつこのような実験に当たって感温液晶フィルムの有用性が実証されたものといえよう。

(2) 空洞周辺の三次元伝熱特性

実際の岩盤地下空洞の長さは有限であり、三次元構造をもつことになる。すでに、二次元伝熱については可視化実験によって知ることができたので、ここで、空洞下部キャニスター周辺の伝熱形態と三次元構造を大型サンドモデル実験と二次元および三次元解析に基づいて検討することにする¹⁸⁾。Fig. 11 は実験装置の全体を示し、水槽の平面寸法は $l=2.1$ m の正方形で深さ 0.6 m である。帯水層周辺に境界水位 $H_0=0.52$ m を与え、空洞モデルは幅 $B=0.05$ m、奥行長さ $L=0.15, 0.30, 0.45$ m の 3 種とし、熱源となるキャニスター (幅 $b=0.01$ m、高さ $h_a=0.1$ m、奥行長さ $L=0.15, 0.30, 0.45$ m の 3 種) がある場合である。また、水面形は 13 本の多孔管を埋設して水位を観測することにより測る。実験は、図中右側に示したグラウト施工した 3 種の空洞下部に定温キャニスターモデルをもつ空洞を埋設し、その周辺に 26 点の温度測定用熱電対を埋め込んで、所定の土被り下で湧水量と周辺温度経時変化と分布を測定しようというものである。地山モデルとなる砂は 50% 粒径 $d_{50}=0.38$ mm、均等係数 1.12 のきれいな砂であり、透水係数 $k_r=1.02 \times 10^{-3}$ m/s、空隙率 $n_r=43\%$ であった。実験手順は、はじめに熱電対を所定の位置に埋め込み、砂を一様に充てんしつつ空洞モデルを設定し、所定の周辺境界水位を与えて、水位低下分布、湧水量および温度分布を測定するものである。空洞モデルのグラウト帯は、地下水流を制御する目的で設けたもので、多孔空洞フレームに透水性の小さい綿布を覆って作成した。グラウト帯の厚さは 1 mm で、その透水係数は $k_r=3.59 \times 10^{-8}$ m/s であった。

Fig. 12 は、 $L/B=9$ ($L/2l=0.214$) の場合の等無次元温度分布 θ を空洞有・無の両者について、二次元と三次元熱伝導解析および二次元移流伝熱解析の結果を実験自由水面も含め同時に示したものである。この場合の伝熱パラメーターは、 $\alpha_r/(\rho_r c_r)=2.0 \times 10^{-3}$ m²/h、 $(\rho c)_r/(\rho_r c_r)=1.4$ 、空洞壁面での熱伝達率 $\alpha=0.5$ W/m²K であった。まず、最も単純に空洞がないとすれば、地下水流動がないので式 (2) において $V=0$ とみなせ、伝熱は伝導のみによって起こる。この場合に θ 分布の広がりは、 $y=0$ の $x-z$ 平面、つまり熱源長手中央平面で最も大きく、 $y>0$ に向かうにつれてやや小さくなっている。また、三次元と二次元の解析結果はほとんど一致しており、特に三次元効果はみられない。他方、グラウト施工空洞がある場合には、空洞へ向かう浸透流が発生し、 θ 分布は空洞のない場合のそれに比べて全体に小さくなり、特に空洞上で顕著となっている。次に、Fig. 12 の $y=0$ の $x-z$ 平面内にある空洞近傍の代表的な測点 A の無次元温度 θ の経時変化を示したものが

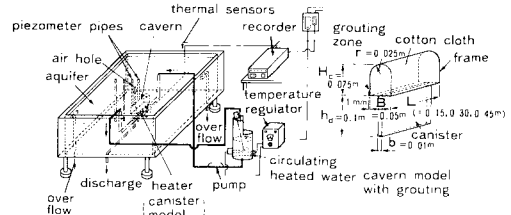


Fig. 11 Experimental apparatus of heat conduction around the canister.

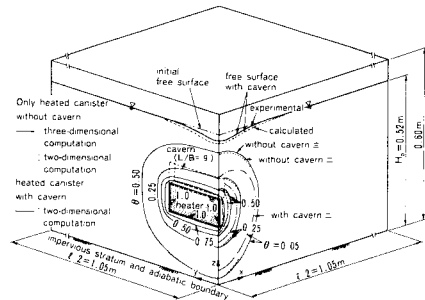


Fig. 12 Three-dimensional distributions of non-dimensional temperature θ ($= (T - T_d)/(T_0 - T_d)$) around the canister for $L/B=9$.

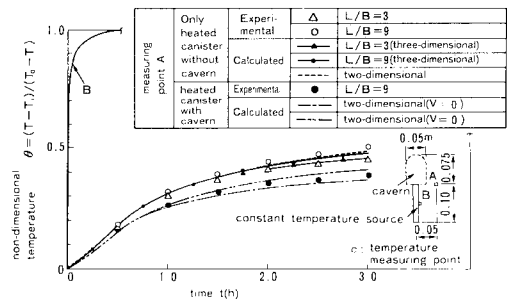


Fig. 13 Non-dimensional temperature θ with time at measured point A.

Fig. 13 であるが、図中にはこうした結果に加えて $L/B=3$ の場合の解析結果も同時に示し、さらに解析と同様の条件で行った実験結果も併せて示した。空洞のないとした場合の $L/B=3$ と 9 における θ の経時変化に注目すると、実験・解析ともに $L/B=3$ の場合の方がやや小さくなっているものの有義な差は認めにくい。また、空洞のあるときの θ は、実験・解析値ともに空洞のない場合のそれに比べて小さくなっており、空洞掘削による地下水変化および移流伝熱の影響がはっきりと実験的にも知れる。この場合の Pe 数は $Pe=1.0 \times 10^{-2}$ となる。こういった実験はここで述べたもののほかに多数行ったが、こうした代表的な結果から判断しても、空洞寸法の数倍程度の範囲では、空洞周辺伝熱による三次元効果は小さく、二次元解析・予測によってもある程度推

定し得ることが判明した。

5. 結 論

燃料地下備蓄および核廃棄物の岩盤処分にかかわる技術的課題の中でも昨今特に脚光を浴びている燃料貯蔵空洞およびキャニスター周辺の伝熱現象に注目して、新しく数値解析手法を開発し、解析と実験によって伝熱特性、分布、その経時変化、および空洞への浸透による影響も含めて研究を試みた。地下水流れと伝熱解析には変形 FLIC 法を導入し、より実際の解析を通じて空洞にかかわる未知の伝熱現象をいくつか究明し得た。一方、実験には感温液晶フィルムを供えた細粒ガラス球帯水層モデルによる可視化、およびサンドモデルによる伝熱の三次元構造の解明を通して、この種の研究に有効な新しい実験手法を応用・開発した。本研究で得られた成果は以下のように要約される。

(1) 加温式貯油空洞周辺の流速分布が貯油時と空の状態では特に空洞下部で異なり、地下水流の影響を強く受け、今回与えた水理条件下では、貯油時の湧水量（貯油率 95 % 時、ガス圧 $P_c/\gamma_w B=1.25$ の場合）は空の場合より 25 % ほど小さくなる。

(2) 移流伝熱方程式の解法に変形 FLIC 法を適用し、ベクレ数の広い範囲にわたって安定でかつ精度のよい解を得ることができた。

(3) 深さ数十 m 程度の岩盤を対象とした加温式貯油空洞周辺伝熱については、地下水流れによる移流伝熱の影響を受け、空洞周辺の流速ベクトル分布の差異が伝熱帯に顕著に現われる。

(4) 深さ数百 m 以上の岩盤を対象とした放射性廃棄物処分空洞下のキャニスター熱源周辺では、地山の伝導が支配的となる。

(5) ベクレ数 Pe がほぼ 10^{-5} 程度以上の場合には地下水流による移流伝熱を考慮する必要があるが、 10^{-5} 以下の場合には伝導支配となるため、それを考慮する必要はないという結果を得た。

(6) 加温式貯油連設空洞周辺における伝熱帯の広がり、流速の小さくなる空洞間および空洞下部で大きくなる。

(7) 感温液晶フィルムによる帯水層中の伝熱実験への応用が可能であることが実証された。

(8) 岩盤均質地山の深い熱源による伝熱の三次元性は空洞寸法の数倍程度の範囲では小さく、二次元解析・予測によっても十分推定できることがわかった。

ここで述べた空洞を対象とした伝熱の研究は、従来ほとんど扱われていなかったもので、今回の研究成果を通じて今後の現象解明に 1 つの足掛かりを得ることができたように感じている。

参 考 文 献

- 1) 塩尻弘雄ほか：周辺温度分布と熱応力，電力土木，No. 166，pp. 49～61，1980-5.
- 2) 桜井俊男：石油地下備蓄菊間実証プラントについて，土質工学会「土と基礎」，29-1 (276)，No. 1210，pp. 15～22，1981.
- 3) 土井和己：わが国における放射性廃棄物隔離の地球科学上の問題，日本原子力学会誌，Vol. 22，No. 8，pp. 33～40，1980.
- 4) 下岡 浩：高レベル放射性廃棄物の地層処分場近傍における温度上昇と熱応力の数値解析法，日本原子力学会誌，Vol. 24，No. 11，pp. 57～63，1982.
- 5) 佐藤邦明・佐々木康夫：岩の伝熱および熱水浸透流による熱拡散係数の実験的研究，土木学会論文集，第 351 号 / II-2，pp. 127～135，1984-11.
- 6) Johansen, Ø. and Frivik, P. E. : Thermal properties of soil and rock materials, The 2nd Int. Sym. Ground Freezing, June pp. 427～453, 1980.
- 7) Heuze, F. E. : High-temperature mechanical physical and thermal properties of granic rocks—a review, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 20, No. 1, pp. 3～10, 1983.
- 8) Combarous, M. and Bories, S. : Hydro-thermal convection in saturated porous media, Advances in Hydro-science, edited by Ven te Chow, Vol. 10, Academic Press, pp. 231～307, 1975.
- 9) 駒田広也ほか：水封式燃料地下貯蔵用空洞周辺岩盤の浸透流に関する検討，土木学会論文報告集，第 300 号，pp. 69～80，1980-8.
- 10) Gale, J. E. et al. : Hydrogeologic characteristics of a fractured granite, AWRC Conf. Groundwater in fractured Rock, Canberra, pp. 95～108, 1982.
- 11) 鷺津久一郎・田中義一・池川昌弘：変形 FLIC 法による非圧縮粘性流解析，日本航空宇宙学会誌，第 27 巻，第 307 号，pp. 26～34，1979-8.
- 12) 伊藤 洋・佐藤邦明・清水昭男：変形 FLIC 法による亀裂性岩盤内の熱・物質拡散解析，土木学会第 29 回水理講演会論文集，pp. 893～898，1985-2.
- 13) 足立武司・辻村玄隆・今泉全通：分岐集合部を有する管内非定常流の一解析法，日本機械学会論文集（第 2 部），43 巻 366 号，pp. 596～602，1977-2.
- 14) Rich, A. : Method for Eulerian Fluid Dynamics, LASL Report LAMS-2826, 1963.
- 15) 廣瀬直喜：流体力学における計算機実験の方法とその応用，日本航空宇宙学会誌，第 20 巻，第 277 号，pp. 25～38，1972-12.
- 16) 清水昭男ほか：放射性廃棄物の陸地処分に伴う地下水汚染の評価法，熊谷技報第 37 号，1985-7.
- 17) 佐藤邦明：飽和多孔体および温水浸透流における温度伝導率の実験的決定，土木学会論文報告集，第 320 号，pp. 57～65，1982-4.
- 18) 伊藤 洋・佐藤邦明・清水昭男：地下空洞周辺の地下水流および伝熱の三次元特性に関する研究，土木学会第 17 回岩盤力学に関するシンポジウム，1985-2.

(1985. 3. 4・受付)