

(45) 岩盤地山における有限熱源周辺の自然対流発生・成長に関する数値実験

(株)熊谷組原子力開発室 (埼大研究生)	正員	○伊藤 洋
埼玉大学工学部	"	佐藤 邦明
(株)熊谷組原子力開発室	"	清水 昭男

1. はじめに

近年、高レベル放射性廃棄物地層処分や燃料の加温地下貯蔵などに係って、岩盤内に人工有限熱源が置れたときの自然対流・サーマルブリュームの発生が懸念されている。特に、放射性廃棄物地層処分の場合は、地下水熱汚染や熱応力のみならず核種の移行経路にも係ってくる可能性があるため、その現象解明は重要な課題の一つとなっている。しかしながら、実験的に透水性の小さい岩盤地山との相似性を満足させることや流れの場を直接測定することが難しく、一方理論的にも非定常解析は容易ではないことなどが加って今日十分に研究が進んでいるとは言い難い。

本論では、著者らが既に開発した地下水-伝熱連成解析コードを応用・発展させることにより、まず手始めとして単純な水平均質帯水層モデル（図-1，後述）底面に有限熱源があるときの熱・自然対流の発生・成長過程とその発生条件を理論的に検討する。新しいいくつかの知見を得たのでここに報告する。

2. 基礎式と解析モデル・条件

本研究では、基本的なケースを考えるため図-1に示したような均質岩盤二次元モデルを設定する。熱源は岩盤地山底面中央に置くが($l/H=0.8$, $T_0=\text{const.}$)、地表面は同時に自由水面であって初期状態では静水圧分布であるとする。また、熱的境界条件としては地表面は熱伝達境界であり、それ以外は断熱・不透水境界とする。このような岩盤地山モデルに対して、数値実験を行うわけであるが、問題をできるだけ単純化するため次のような仮定を設ける。(1)流れはダルシー法則に従う、(2)Boussinesq近似を採用する、(3)固・液相間の温度差はない、(4)流体の温度は沸点点以下であり相変化はない、(5)流体の熱物性・粘性係数および地山の熱物性・透水係数の温度依存性はない。したがって、熱・自然対流場の支配方程式は次のように書くことができる。^{1), 2)}

$$\begin{aligned} \operatorname{div} V &= 0 \quad (1), \quad V = -K/\mu (\operatorname{grad} p + \rho g) \quad (2), \quad (\rho c)^* \partial T / \partial t = \kappa^* \operatorname{div} (\operatorname{grad} T) - (\rho c)_r V \operatorname{grad} T \quad (3), \\ \rho &= \rho_i [1 - \beta (T - T_i)] \quad (4), \end{aligned}$$

ここに、 V ：平均流速ベクトル、 K ：固有浸透係数、 μ ：流体の粘性係数、 p ：圧力、 ρ ：流体の密度、 g ：重力加速度、 $(\rho c)^*$ ：岩盤地山の等価熱容量、 T ：温度、 t ：時間、 κ^* ：岩盤地山の等価熱伝導率、 $(\rho c)_f$ ：流体の熱容量、 β ：流体の体積膨張率、添字 i は初期状態での値であることを示してしる。

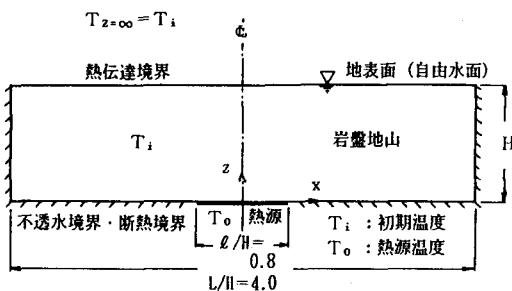


図-1 岩盤地山モデル

表-1 解析条件

ケース	透水係数 k (m/s)	Rayleigh数 Ra	諸物性値
Run-1	1.0×10^{-10}	1.0×10^{-4}	$\kappa^* = 2.2 \text{ W/mK}$
" 2	"	4.0×10^{-4}	$(\rho c)^* = 2.2 \text{ MJ/m}^3 \text{K}$
" 3	1.0×10^{-8}	4.0×10^{-2}	$(\rho c)_t = 4.2 \text{ MJ/m}^3 \text{K}$
" 4	1.0×10^{-6}	4.0	$n = 10\%$
" 5	1.0×10^{-4}	1.0×10^2	$\beta = 5.0 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
" 6	"	4.0×10^2	$\nu = 5.0 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
			$H = 100 \text{ m}$
			$\alpha = 12 \text{ W/m}^2 \text{K}$

表-1に解析条件を示しているが、地山規模は $H=100\text{m}$, $L/H=4.0$ で、熱源の幅、温度は各々 $l/H=0.8$, $T_o-T_i=20\sim 80^\circ\text{C}$ ととり、岩盤地山の透水・熱物性値は実際の地山で取り得る範囲のものとしている。表中、 ν : 流体の動粘性係数, n : 空隙率である。ここで、解析条件を自然対流の原動力を代表する無次元量であるGr数(Grashof number)を次のように定義して表すと $Gr=2.0\times 10^{-4}\sim 8.0\times 10^2$ の範囲をとり、さらに地山内の流動・伝熱条件を表すPr数(Prandtl number, $Pr=0.5=\text{const.}$)を加味した代表無次元量であるRa数(Rayleigh number)をもって示せば $Ra=1.0\times 10^{-4}\sim 4.0\times 10^2$ ということになる。

$$Gr = \beta k H (T_o - T_i) / \nu, \quad Ra = Gr \cdot Pr, \quad Pr = (\rho c) * \nu / \kappa^*, \quad \nu = \mu / \rho_i, \quad k = K \rho_{ig} / \mu \quad \cdots \cdots (5)$$

解析は、変形FLIC法³⁾、有限要素法によって行うが、地山は軸対称であるから半断面をモデル化し、要素は三角形として要素数、節点数は各々1248,675とする。

3. 解析結果とその考察

解析は、式(1)~(4)を連立して表-1に示した条件に従って行うが、その結果より熱・自然対流の発生・成長過程の代表的なものを提示しての基本的性質を吟味すると共に発生条件の定量評価を試みることにする。

(1) 熱・自然対流の発生と成長過程

解析は、Ra数が $1.0\times 10^{-4}\sim 4.0\times 10^2$ と広い範囲にわたって行われたが、ここではその代表的な結果としてRun-3($Ra=4.0\times 10^{-2}$), 6($Ra=4.0\times 10^2$)における流況と温度分布を取上げその性質を吟味する。まず、図-2はRun-3における流速ベクトル分布を(a)1年後および(b)10年後について示したものである。1年後では、熱源右端上に中心をもつ1つの弱い対流が発生し、10年後には対流の中心が上昇するものの同じ対流系が成長して1つの強い大対流を形成している。この場合の対流形成は、1つの対流系であり比較的単純である。つぎに、Ra数が 4.0×10^2 と大きいRun-6におけるそれについて示した図-3に目を向けると、上述のRun-3のときとは異なり、(a)1年後の対流は複雑であり3つの小対流が共存・発生していることが認められる。それが(b)2年後になると小対流は成長し、歪んではいるが1つの大対流系に合併・成長しつつ(c)10年後になるとそれらは完全に単純な1つの大対流系になっている。ただ、この場合の対流はRun-3と比べ、対流中心が高く、上昇流及び地表面近くの左から右への流速が大きいことが特徴と言える。

図-2はRun-3における流速ベクトル分布を(a)1年後および(b)10年後について示したものである。1年後では、熱源右端上に中心をもつ1つの弱い対流が発生し、10年後には対流の中心が上昇するものの同じ対流系が成長して1つの強い大対流を形成している。この場合の対流形成は、1つの対流系であり比較的単純である。つぎに、Ra数が 4.0×10^2 と大きいRun-6におけるそれについて示した図-3に目を向けると、上述のRun-3のときとは異なり、(a)1年後の対流は複雑であり3つの小対流が共存・発生していることが認められる。それが(b)2年後になると小対流は成長し、歪んではいるが1つの大対流系に合併・成長しつつ(c)10年後になるとそれらは完全に単純な1つの大対流系になっている。ただ、この場合の対流はRun-3と比べ、対流中心が高く、上昇流及び地表面近くの左から右への流速が大きいことが特徴と言える。

つぎに、これらの場合のサーマルブリューム(熱対流)の発生・成長過程に目を転じ、地山内の無次元温度分布 θ の経時変化を示した図-4に着目しよう。図中の破線はRun-3およびRun-1, 2の θ 分布を同時に示し、実線はRun-6のそれを示している。まず、Run-1~3の θ 分布についてみると、温度分布は完全に一致しておりサーマルブリュームの発生は認められず、伝熱形態は伝導支配となっていることがわかる。一方、Run-6の場合は(a)1年後になって2つ(全断面では3つ)のサーマルブリュームの発生が認められ、しだいにそれが成長して(c)10年後には伝熱帯は地表面に達し、さらにそれに沿って右側へ大きく広がっている。

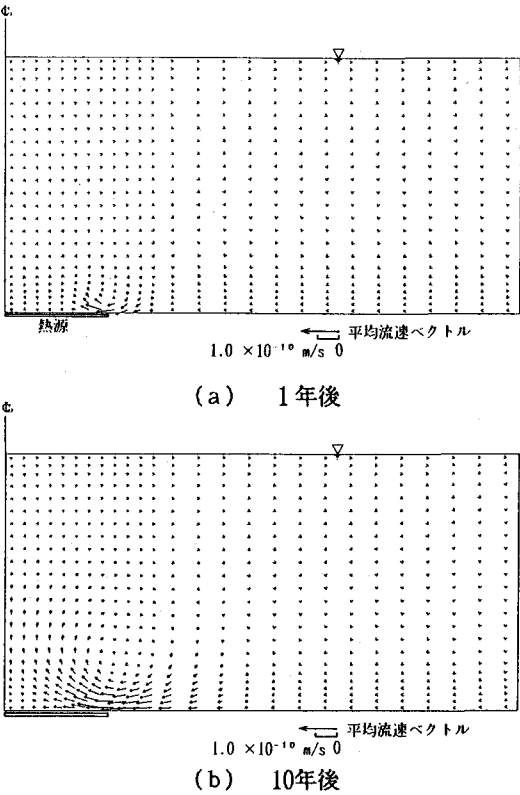
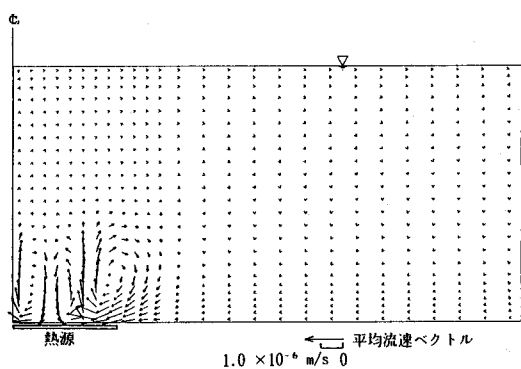
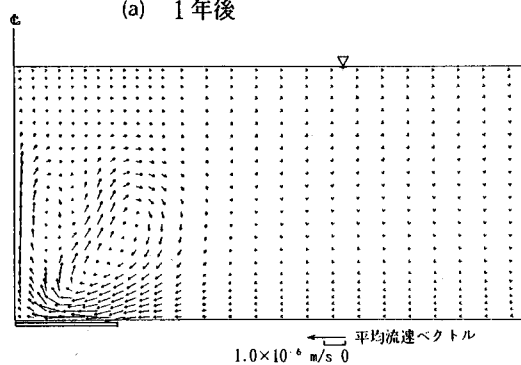


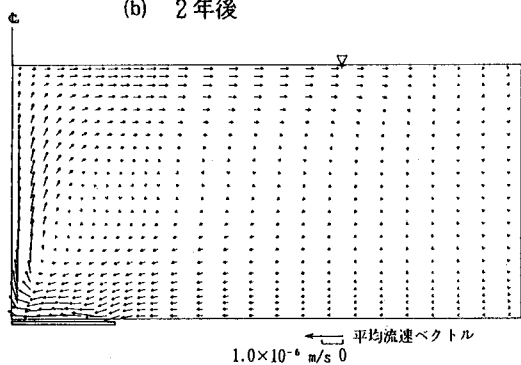
図-2 Run-3における自然対流と成長



(a) 1年後

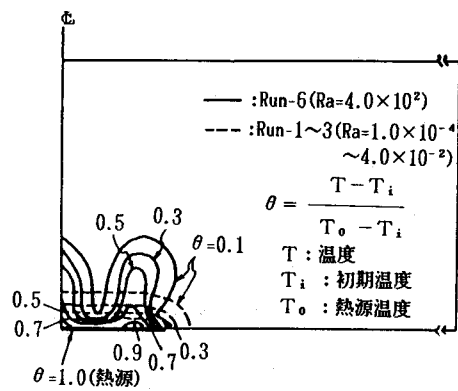


(b) 2年後

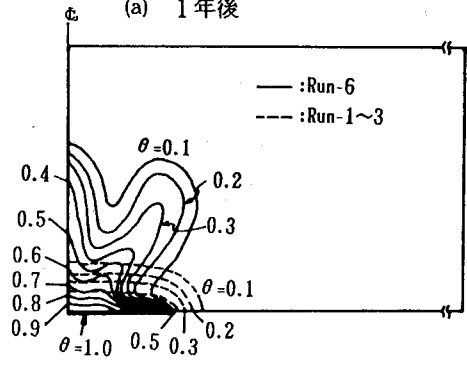


(c) 10年後

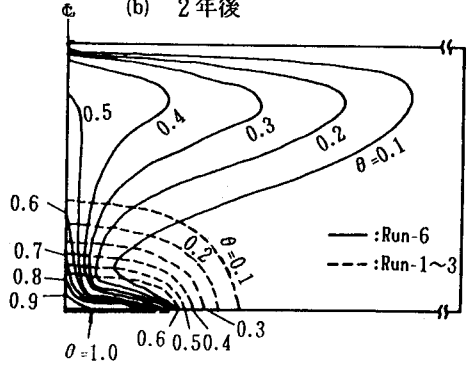
図-3 Run-6 における自然対流の発生と成長



(a) 1年後



(b) 2年後



(c) 10年後

図-4 サーマルプリームの発生と成長

これらのことより, Run-1~3 のように Ra 数が小さいと伝熱帯の形成が伝導支配となるため, サーマルプリームは発生せず対流も安定したものとなるが, Run-6 のように Ra 数が大きく, サーマルプリームの発生・成長と対流形成が相互に強く依存するときは, 微妙な変化が増長していくつかの複雑な対流形成を伴いつつ 1 つの大対流に成長することが明確にされたと言えよう。

(2) サーマルプリームの発生条件

ここでは, 得られたすべての結果から自然対流・サーマルプリームの発生条件の定量的評価を試みる。まず, 自然対流の発生について調べるため, 対流の代表無次元量である Ra 数に対し, 流速場および伝熱場を代表する無次元量として Pe 数 (Peclet number) を次のように定義してそれらの関係を示したのが図-5 である。

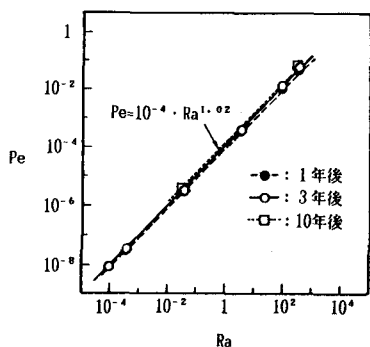


図-5 ペクレ数Peとレイリイ数Raの関係

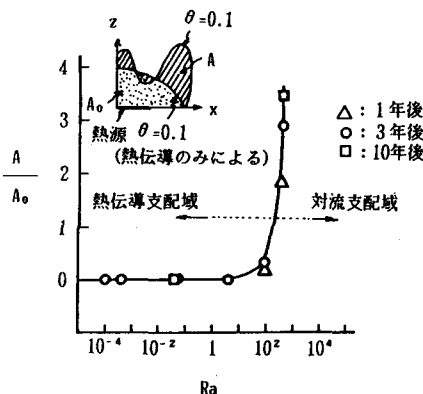


図-6 A/A_0 とレイリイ数Raの関係

$Pe = Re \cdot Pr$, $Re = u_m d / \nu$ (u_m : 最大実流速ベクトル, 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³⁾)(6)

これからすると, ある程度成長した対流系ではPe数とRa数に次式のような関係があることが認められる。

$Pe = 10^{-4} \cdot Ra^{1.02}$ (7) これは, 対流系がその成長過程にあって複雑であっても最大実流速はRa数に強く依存していることを示しており興味深い。ちなみに, このときのレイノルズ数Reの範囲は $10^{-8} \sim 10^{-1}$ 程度であり, はばダルシー則成立条件を満たしていると言える。サーマルブリュームの発生条件については, ブリューム発生による伝熱帯の歪みの代表無次元量として, 無次元温度 $\theta = 0.1$ の等温線と伝導のみによる $\theta = 0.1$ との差の面積A(図-6左上参照)を伝導のみによる $\theta \geq 0.1$ の面積 A_0 で除した比 A/A_0 を考える。これとRa数の関係を示したものが図-6である。ここで, $A/A_0 \approx 0$ であれば伝熱形態は伝導支配であるが, $A/A_0 > 0$ となって増大すると対流伝熱の影響が表れサーマルブリュームの発生が有ることになる。同図より, Ra数が1程度以下(Peは 10^{-4} 以下)であれば伝導支配であり, それが1を超えると徐々に対流伝熱の影響が表れそれが 10^2 以上になると急増することが判読できる。つまり, Ra数が1以上にならないとサーマルブリュームの発生する可能性は小さいということになるわけで, これは良好な均質岩盤地山では考えにくい値であろう。また, 定義は多少異なるがPe数が 10^{-4} 以下で伝導支配となることは, 空洞周辺での強制対流下でも同程度の値を得ており本結果が妥当なものであることが伺える。³⁾

4. むすび

高レベル放射性廃棄物の地層処分に際し, 核種の残留崩壊熱に起因する地山内での熱・自然対流発生・成長について吟味するため, その第一歩として均質岩盤地山モデルを用いた数値実験を試みた。その結果, 対流速はRa数と強い相関があり, $Pe = 10^{-4} Ra^{1.02}$ の関係をもつことがわかった。一方, サーマルブリュームの発生はRaが1以上の場合に限られ, 通常の良好な均質岩盤地山では発生しにくいことが示唆されたが, サーマルブリュームの発生がある場合の対流はいくつかの小対流発生から1つの大対流へと成長することが明らかとなった。今後は不均質(亀裂帯)地山や重層地山などについても検討を行う予定である。最後に, 本解析を行うに当たって協力していただいた(獨)熊谷組原子力開発室の西山勝栄氏にお礼申し上げる。

参考文献

- 1) M. Combarrous et al. : Hydro-thermal convection in saturated porous media, Advances in Hydroscience, edited by Ven Te Chow, Vol.10, Academic Press, 1975.
- 2) 湯原浩三ほか: 開いた地熱貯留層内の対流に関する研究(I), 日本地熱学会誌, Vol. 1, No.2, 1979.
- 3) 佐藤邦明・伊藤洋: 地下空洞周辺の伝熱に関する研究, 土木学会論文集, 第363号/II-4, 1985.

(45) NUMERICAL STUDY ON GENERATION·GROWTH OF HYDROTHERMAL CONVECTION
AROUND FINITE HEAT SOURCE IN ROCK GROUND

By Y.Ito*, K.Sato** and T.Shimizu*

ABSTRACT

Recently, it attracts public attention how to dispose the high level radioactive nuclide waste. The usage of deep underground cavern in rock ground is proposed as one of repository ways. When we deal with the heat diffusion and nuclides transfer around a disposal cavern, it is one of the key subjects to find characteristics of hydrothermal convection in disposal rock ground.

This paper presents some numerical studies of hydrothermal convection around finite heat source in uniform rock ground. In order to examine these problems in rock aquifer, two-dimensional computation technique for analysis of coupled seepage-heat transfer around finite heat source are done by means of the finite element method and the modified Fluid in Cell method under different Rayleigh number. The governing equations are consisted of continuity, Darcy and energy equations. The density change depends on Boussinesq approximation.

The main conclusions by this study can be summarized as follows:
The correlation was recognized between Péclet number Pe and Rayleigh number Ra in the rock ground. The growth of thermal plume is governed by heat conduction at low Rayleigh number. The generation and growth process of hydrothermal convection differs according to the Rayleigh number Ra .

* Dept., Nuclear Power Development, Kumagai Gumi Co., Ltd.

** Faculty of Engineering, Saitama University.