きよう炭層からのメタンガスの流出について*

正 会 員 平 松 良 雄**

正 会 員 岡 行 俊***

正 会 員 段 野 勝****

Flow of Gas through Coal Measures Caused by Making Free Faces in Them

Yoshio HIRAMATSU, Yukitoshi OKA and Masaru DANNO

In the previous paper, it was pointed out that the flow of gas in coal measures obeys, approximately, Darcy's law, considering the compressibility of gas. The present paper describes the results of theoretical studies on the flow of gas through coal measures, caused by making free faces in them, —by driving gateways, working coal seams or boring—, on the basis of Darcy's law.

By numerical integration, the distributions of gas pressure at several period of time were obtained for various values of the permeability of coal measures. By making use of these results, the rate of flow of gas through the face was calculated. Both the results were illustrated in many figures, which may be useful for the design of gas drainage.

1. 緒 言

坑道の開さく、採炭あるいはガス抜き孔の作孔などにより、きよう炭層中に自由面を作ると、その中に包蔵されているメタンガスが、どのような速度で流出するかはまだ十分明らかにされていないようである。Muskat¹⁾, Craft および Hawkins²⁾, Gatlin³⁾ らは、それぞれの著書の中において、地層中の天然ガスの流れに関する理論を取扱っているが、厳密解が難しいので、不十分な近似解を示しているに過ぎない*1。

そこで、筆者らは炭坑のガス対策に関する研究の一環として、きよう炭層を一平面で切つた場合と、きよう炭層中にガス抜き孔を作つた場合とについて、きよう炭層内のガスの流動を理論的に研究することにした。きよう炭層中のガスの透過性については、さきに実験的に研究し、実際とよく合う実験式を導き、また近似的にはガスの圧縮性を考慮して、Darcy の式が成立することを認めたので、以下に述べる解析は Darcy の式を基礎として行なつたものである。

2. きよう炭層内のメタンガスの流れを表わす方程式

2.1 一平面に垂直な一様な流れ

きよう炭層中のガスの流速を v cm/s, 圧力を p atm,

距離を x cm, ガス透過率を k darcy, ガスの粘性係数を μ centipoise とすれば、緒言に述べたように、近似的につぎの Darcy の式が成立する⁴⁾。

$$v = -\frac{k}{\mu} \frac{dp}{dx} \dots\dots\dots (1)$$

さて、第1図に示すように、圧力 p_i のガスを包蔵する無限に広がる均質なきよう炭層を、ある瞬間に一平面で切断し、圧力 P_N (標準気圧) の空間と接するようにしたものとし、このきよう炭層内部のガスの流動を論じよう。壁面上に原点をもち、壁面に垂直な x 軸をとり、 dx だけ離れた x 軸に垂直な

二つの断面 1, 2 を考え、断面 1 におけるガスの圧力を p , 比重を γ , 速度を v とすれば断面 1 の上の微小面積 $dy dz$ を通つて、 dt 時間内に流れるガスの重量は $\gamma v dy dz dt$

第 1 図

である。同様に、断面 2 の上の微小面積 $dy dz$ を通つて、 dt 時間内に流れるガスの重量は $(v + \frac{\partial v}{\partial x} dx) (\gamma + \frac{\partial \gamma}{\partial x} dx) dy dz dt$ である。したがつて $dx dy dz$ の体積内のガスの重量の dt 時間内の変化 dG は次式で与えられる。

$$dG = \gamma v dy dz dt - \left(v + \frac{\partial v}{\partial x} dx \right) \left(\gamma + \frac{\partial \gamma}{\partial x} dx \right) dy dz dt \dots\dots\dots (2)$$

* 昭和36年7月5日受理; 昭和36年4月日本鉱業会春季大会にて講演

** 工博 京都大学教授 鉱山学教室

*** 工博 京都大学助手 鉱山学教室

**** 京都大学助手 鉱山学教室

*1 文献 2) および 3) においては、本論文(10)式に相当するガスの流れの微分方程式として、

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{\phi c \mu} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right)$$

が載せられている。ここに c はガスの圧縮率である。

ところが、(1) 式から

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

また、 γ と p とは、 p の広い範囲に対しては厳密には正比例しないが⁵⁾、近似的には $\gamma = \gamma_N \frac{p}{p_N}$ として差支えない。この近似式を採用すると、

$$\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{\gamma_N}{p_N} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (4)$$

(1), (3), (4) 式を (2) 式に代入し、

$$dG = \frac{k}{\mu} \frac{\gamma_N}{p_N} \left\{ p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 \right\} dx dy dz dt \quad \dots\dots\dots (5)$$

一方、 $dx dy dz$ の体積内の空隙の容積は、空隙率を ϕ とすれば $\phi dx dy dz$ であつて、その中のガス圧は dt 時間中に $\frac{\partial p}{\partial t} dt$ だけ変化するから、 dG はつぎのように書くこともできる*。

$$dG = \phi \frac{\gamma_N}{p_N} \frac{\partial p}{\partial t} dx dy dz dt \quad \dots\dots\dots (6)$$

(5), (6) 式から、

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{\phi \mu} \left\{ p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

(7) 式は一平面に垂直な一様な流れを表わす微分方程式である。

2.2 円孔に向う放射状の流れ

第2図に示すように、圧力 p_t のガスを包蔵する無限に広がる均質なきよう炭層内に、ある瞬間に半径 r_1 の円孔を作つたものとし、その円孔内の圧力は p_N であるものとする。円孔の中心軸を z 軸にとると、 z 軸から r の距離にある円筒面上の長さ dz の部分を通つて dt 時間内に流れるガスの重量は $2\pi r v \gamma dz dt$ である。また z 軸から $r+dr$ の距離にある円筒面上の長さ dz の部分を通つて dt 時間内に流れるガスの重量は $2\pi(r+dr) \left(v + \frac{\partial v}{\partial r} dr \right) \left(\gamma + \frac{\partial \gamma}{\partial r} dr \right) dz dt$ である。したがつて、これらの二つの円筒面の間の部分のガスの重量の dt 時間内の変化 dG は次式で与えられる。

$$dG = 2\pi r v \gamma dz dt - 2\pi(r+dr) \left(v + \frac{\partial v}{\partial r} dr \right) \left(\gamma + \frac{\partial \gamma}{\partial r} dr \right) dz dt \quad \dots\dots\dots (8)$$

一方、 dG はつぎのように書くこともできる。

$$dG = 2\pi \phi r \frac{\gamma_N}{p_N} \frac{\partial p}{\partial t} dr dz dt \quad \dots\dots\dots (9)$$

(8), (9) 式から、前と同様にして次式を得る。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{\mu \phi} \left\{ p \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 + \frac{p}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

(10)式は円孔に向う放射状の流れを表わす微分方程式である。

3. 数 値 計 算

3.1 計算法

(7) 式あるいは(10)式の解を見出すことは数学的に非常に難しいから、各定数を適当な値にとつて、数値積分法によりきよう炭層内の圧力の時間的、距離的变化を求めることにする。 τ を時間 t の微小な増分とし、 $p(x, t+\tau)$ を Taylor の級数に展開すると、

$$p(x, t+\tau) = p(x, t) + \tau \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\tau^2}{2!} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\tau^3}{3!} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \dots\dots\dots$$

τ^2 以上の高次の項を切捨て、整理すると、

$$\tau \frac{\partial p}{\partial t} = p(x, t+\tau) - p(x, t) + 0(\tau^2) \quad \dots\dots\dots (11)$$

つぎに、(7) 式の右辺には $\left\{ p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 \right\}$ を含んでいるから、この項を含む式を導いてみよう。 ξ を距離 x の微小な増分とすれば、

$$\begin{aligned} \{p(x+\xi, t)\}^2 &= \left\{ p(x, t) + \xi \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\xi^2}{2!} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi^3}{3!} \frac{\partial^3 p}{\partial x^3} + \dots\dots\dots \right\}^2 = \{p(x, t)\}^2 \\ &\quad + 2\xi p \frac{\partial p}{\partial x} + \xi^2 \left\{ \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right\} \\ &\quad + 2\xi^3 \left(\frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{1}{6} p \frac{\partial^3 p}{\partial x^3} \right) + \dots\dots \quad (12) \end{aligned}$$

(12)式の右辺第2項および第4項以下は(7)式の中になから、これを消去する工夫をする。(12)式の ξ は x の増分であるが、この値は小さければ何であつてもよい。それゆゑこれを変数と考え、変域 $(-s, s)$ の範囲でつぎの積分を行なつてみる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2s} \int_{-s}^s \{p(x+\xi, t)\}^2 d\xi &= \{p(x, t)\}^2 \\ &\quad + \frac{s^2}{3} \left\{ \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right\} + 0(s^4) \end{aligned}$$

この式を書き直して、

$$\frac{s^2}{3} \left\{ \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right\} = \frac{1}{2s} \int_{-s}^s \{p(x+\xi, t)\}^2 d\xi - \{p(x, t)\}^2 \quad \dots\dots\dots (13)$$

いま、

$$\frac{k}{\phi \mu} = K \quad \dots\dots\dots (14)$$

とおき、(11)および(13)式を(7)式に代入すれば、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} p(x, t+\tau) - \frac{1}{\tau} p(x, t) &= \frac{3K}{s^2} \frac{1}{2s} \int_{-s}^s \\ &\quad \{p(x+\xi, t)\}^2 d\xi - \frac{3K}{s^2} \{p(x, t)\}^2 \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

(15)式の右辺第1項に Simpson の $\frac{1}{3}$ 則を適用すれば、

* 本論文では、きよう炭層がガスを吸着しない場合を取扱う。

$$\frac{1}{2s} \int_{-s}^s \{p(x+\xi, t)\}^2 d\xi = \frac{1}{6} [\{p(x-s, t)\}^2 + 4\{p(x, t)\}^2 + \{p(x+s, t)\}^2] \dots\dots\dots (16)$$

(15)式および(16)式から、

$$p(x, t+\tau) = \frac{K}{2} \frac{\tau}{s^2} [\{p(x-s, t)\}^2 - 2\{p(x, t)\}^2 + \{p(x+s, t)\}^2] + p(x, t) \dots\dots\dots (17)$$

(17)式に基づき数値計算を行なうことにより、きよう炭層内部の圧力の時間的、距離的变化を求めることができる。

つぎに、円孔に向う放射状のガスの流れについては、時間の増分を τ とし、 $p(r, t+\tau)$ をTaylorの級数に展開し、(11)式と同様に整理すると次式を得る。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p}{\tau} (r, t+\tau) - \frac{p}{\tau} (r, t) - 0(\tau^2) \dots\dots\dots (18)$$

(10)式の右辺には $\left\{ p \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 + \frac{p}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right\}$ が含まれているから、この項を含む式を導いてみよう。半径方向の増分を ξ とし、さきと同様に ξ の変域を $(-s, s)$ とし、つぎの積分を行なう。

$$\frac{1}{2s} \int_{-s}^s \{p(r+\xi, t)\}^2 d\xi = \{p(r, t)\}^2 + \frac{s^2}{3} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 + p \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \right] + 0(s^4) + \dots\dots$$

上式を書き直して、

$$p \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 = \frac{3}{s^2} \left[\frac{1}{2s} \int_{-s}^s \{p(r+\xi, t)\}^2 d\xi - \{p(r, t)\}^2 \right] \dots\dots\dots (19)$$

(19)式には $p \frac{\partial p}{\partial r}$ を含んでいないから、さらにつぎの式を立てる。

$$\frac{1}{2s} \int_{-s}^s \xi \{p(r+\xi, t)\}^2 d\xi = \frac{2s^2}{3} p \frac{\partial p}{\partial r} + 0(s^4) + \dots\dots$$

この式を書き直して、

$$\frac{p}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{3}{2rs^2} \left[\frac{1}{2s} \int_{-s}^s \xi \{p(r+\xi, t)\}^2 d\xi \right] \dots\dots\dots (20)$$

(19)、(20)式から、

$$p \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 + \frac{p}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{3}{s^2} \left[\frac{1}{2s} \int_{-s}^s \{p(r+\xi, t)\}^2 d\xi - \{p(r, t)\}^2 + \frac{1}{2rs^2} \int_{-s}^s \xi \{p(r+\xi, t)\}^2 d\xi \right] \dots\dots\dots (21)$$

ふたたび Simpson の $\frac{1}{3}$ 則を適用して、

$$p \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 + \frac{p}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{3}{s^2} \left[\frac{1}{6} [\{p(r-s, t)\}^2 + 4\{p(r, t)\}^2 + \{p(r+s, t)\}^2] - \{p(r, t)\}^2 + \frac{1}{2r} \frac{1}{6} [-s\{p(r-s, t)\}^2 + s\{p(r+s, t)\}^2] \right] \dots\dots\dots (22)$$

(18)および(22)式を(10)式に代入し、次式を得る。

$$p(r, t+\tau) = \frac{K}{2} \frac{\tau}{s^2} \left[[\{p(r-s, t)\}^2 - 2\{p(r, t)\}^2 + \{p(r+s, t)\}^2] + \frac{s}{2r} [-\{p(r-s, t)\}^2 + \{p(r+s, t)\}^2] + \{p(r, t)\}^2 \right] \dots\dots\dots (23)$$

(23)式に基づき数値計算を行なうことにより、きよう炭層内部の圧力の時間的、距離的变化を求めることができる。

さて数値計算の方法を具体的に説明しよう。一平面に垂直な一様なガスの流れについては、 x 軸の上に一定の狭い間隔 s をもつた多くの点を取り、それらの座標を $x_1, x_2, x_3, \dots$ とし、また t 軸の上に一定の狭い間隔 τ をもつた多くの点を取り、それらの座標を $t_1, t_2, t_3, \dots$ とする。このとき一般的に説明すれば、時間 t が t_i であるときの $x=x_{j-1}$ 、 $x=x_j$ および $x=x_{j+1}$ の3点における p の値が既知であれば、 $t=t_{i+1}$ のときの $x=x_j$ の点における p の値が求まることが(17)式からわかる。ここに i および j はいずれも正の整数である。この計算は $i=0, j=0$ から始め、順次 i や j の大きい値に進めて行くのである。

計算の出発点においては、初期条件により、 $p(x_j, 0)$ は j の値のいかんにかかわらず p_i に等しく、境界条件から $p(0, t_i)$ は i の値のいかんにかかわらず1 atmに等しいという関係を利用する。すなわち $p(0, 0)$ 、 $p(x_1, 0)$ 、 $p(x_2, 0)$ の三つの値を用いて(17)式により、 $p(x_1, t_1)$ を求める。つぎに $p(x_1, 0)$ 、 $p(x_2, 0)$ 、 $p(x_3, 0)$ の三つの値から同様に $p(x_2, t_1)$ を求める。(實際上 $p(x_2, t_1)$ は p_i に等しい)。また $p(0, t_1)$ は既知であり、 $p(x_1, t_1)$ 、 $p(x_2, t_1)$ は上に述べたように計算できたから、 $p(0, t_1)$ 、 $p(x_1, t_1)$ 、 $p(x_2, t_1)$ の三つの値から同様に $p(x_1, t_2)$ が求まる。このような計算を順次進めて行くと、すべての x や t の値に対する p の値が求まる。

円孔に向う放射状の流れにおいては、上の説明の x の代りに r とおき、(17)式の代りに(23)式を用いて、全く同様の手順ですべての r や t の値に対する p の値が求まる。

注1：一平面に垂直な一様な流れにおいて、 p の距離的、時間的変化が計算できたものとしよう。つぎに K, τ および s を変えてそれぞれ K', τ', s' としたものとし、しかも $K\tau/s^2 = K'\tau'/s'^2$ が成立するならば、上の計算における K や τ や s をそれぞれ K', τ', s' と読みかえれば、同じ圧力 p が K', τ', s' に対応する値であることが(17)式から分る。この関係を利用して計算の回数を少なくすることができる。

注2：円孔に向う放射状の流れにおいては、(23)式から判るように、 K, τ, s および r を K', τ', s' および r' に変え、しかも $K\tau/s^2 = K'\tau'/s'^2$ 、 $s/r = s'/r'$ が同時に成立すれば上と同様に、 p が K', τ', s' および r' に対応する。ただし s や r を変える場合はガス抜き孔の半径がもとのガス抜き孔の半径 r_1 の s'/s 倍に対応する。

この数値計算には重量の単位としてkgを、長さの単位としてmを、時間の単位としてyearを使用することにする。また各定数、助変数および変数の範囲をつぎ

のようにきめる。透過率 k はさきに2,3のきよう炭層岩石について実測した結果によれば、最も透過しやすい岩

石では約 $k=3 \times 10^{-3}$ darcy であり、透過し難い岩石では $k=1 \times 10^{-7}$ darcy であつた⁴⁾。そこで、 k の値を 10^{-3} darcy $\sim 10^{-9}$ darcy の範囲に変えて計算を行なうこととする。ガス抜き孔の平均寿命は普通 4~6 カ月であるから、時間 t は1年経過まで、また距離 x あるいは r は100m まで計算することとする。初期ガス圧は10atm および50atm の2種類とし、空間のガス圧は1atm とする。ガス抜き孔の直径 $D(=2r_1)$ は6~7cm であることが多いから、ここでは5cm, 10cm の2種類とする。空隙率はとりあえず0.1として計算を行ない、その結果を利用し、他の値の場合についても計算することにする。

第3図(a) 一平面に垂直な様な流れにおける圧力分布の時間の変化

(ただし、 k は透過率 darcy, t は経過時間 year, p_i は初期ガス圧 atm)

第3図(b) 円孔に向う放射状の流れにおける圧力分布の時間的变化

(ただし、 k は透過率 darcy, t は経過時間 year, p_i は初期ガス圧 atm)

第4図(a) 種々の円孔の直径に対するガス圧分布
(ただし、透過率 $k=10^{-9}$ darcy の場合)

第4図(b) 種々の円孔の直径に対するガス圧分布
(ただし、透過率 $k=10^{-9}$ darcy の場合)

3-2 計算結果
種々の透過率のきよう炭層中の一平面に垂直な様な流れと、円孔に向う放射状の流れとのおおのについて圧力の距離的、時間的变化を計算した。結果を総合的に図示すれば第3図aおよびbのようである。ガス抜き孔の直径は5cm および10cm の2種類について計算したが、それに基づく圧力の違いは僅かで、第3図bにおいては二つの結果が重なつて1本の曲線になっている。これらの図はつぎに述べるガス流出量の計算の基礎となるもので、またガス抜き孔の配置の計画などにも参考となるものと思われる。第3図からつぎの事柄がうかがわれる。

(1) 一平面に垂直な様な流れ、および円孔に向う放射状の流れのいずれにおいても、壁面付近で圧力勾配は大きく、壁面から遠くなる

につれて急激に小さくなる。またいずれの場合も、透過率が大きいほどガス圧は早く低下し、圧力勾配はゆるい。

(2) 一平面に垂直な一様な流れと、円孔（直径 5～10cm 程度）に向う放射状の流れとを比較すれば、一般に一平面に垂直な一様な流れの方がガス圧の低下は速やかである。

(3) 円孔に向う放射状の流れにおいて、孔の直径が大きいほどガス圧は僅かながら早く低下する。第4図 a および b は $k=10^{-9}$ および 10^{-8} darcy の場合について直径の違いによるガス圧の低下の様子の違いを示したものである。直径の違いによつてガス圧分布が異なるという傾向は透過率が大きいほど僅かであつて、透過率が 1×10^{-7} darcy 程度より大きければ、ガス抜き孔の直径の影響はほとんどなくなる。

(4) 初期ガス圧に対する任意の距離および時刻におけるガス圧の比は初期ガス圧が高いほど低い。

4. ガス 流 出 量

圧力の距離的、時間的变化が求まると、ガス流出量を計算することができる。一平面に垂直な一様な流れについて、 x 軸（第1図参照）の方向に無限に続く $dydz$ の断面積をもつた柱を考え、この柱を $x=x$ と $x=x+dx$ の二つの平面で切つてできた微小な短柱内に含まれている空隙の容積 $\phi dx dy dz$ の中に圧力 p のとき含まれているガスの重量 dG は、

$$dG = \gamma \phi dx dy dz = \gamma_N (p/p_N) \phi dx dy dz$$

同様に、 $t=0$ のとき同じ空隙内に含まれていたガスの重量 dG_i は、

$$dG_i = \gamma_N (p_i/p_N) \phi dx dy dz$$

圧力が p_i から p になるまでに流出したガスの重量は $dG_i - dG$ であるから、

$$dG_i - dG = \phi (\gamma_N/p_N) (p_i - p) dx dy dz \quad \dots (24)$$

さて、流動開始から時間 t だけ経過した間に壁面の $dy dz$ なる面積を通過して流出したガスの全重量は $dG_i - dG$ を $x=0$ から ∞ まで積分すれば得られる。すなわち $\frac{\phi \gamma_N dy dz}{p_N} \int_0^\infty (p_i - p) dx$ である。したがつて、壁面の単位面積を通過して空間に流出した総ガス流出量を標準状態の体積で表わした値を Q_N とすれば、

$$Q_N = \frac{\phi}{p_N} \int_0^\infty (p_i - p) dx \quad \dots (25)$$

同様に、円孔に向う放射状の流れに対しては孔の半径を r_1 とし、孔の単位長さ当りの総ガス流出量を標準状態の体積で表わした値を Q_N とすれば、

$$\begin{aligned} Q_N &= \frac{1}{\gamma_N} \int_{r_1}^\infty 2\pi r dr \phi \frac{\gamma_N}{p_N} (p_i - p) \\ &= \frac{2\pi \phi}{p_N} \int_{r_1}^\infty r (p_i - p) dr \quad \dots (26) \end{aligned}$$

第5図(a) 一平面に垂直な一様な流れにおける総ガス流出量と経過時間との関係

第5図(b) 円孔に向う放射状の流れにおける総ガス流出量と経過時間との関係

(25)あるいは(26)式における $p_i - p$ は第3図に示した通りであるから、一平面に垂直な一様な流れと、円孔に向う放射状の流れのいずれに対しても、これらの式によつて総ガス流出量を計算することができる。

こうして総ガス流出量を計算した結果は第5図 a および b に示したようである。ここに、一平面に垂直な一様な流れの場合のガス流出量 Q_N は 1m^2 当りの総ガス流出量 (m^3/m^2) で、円孔に向う放射状の流れの場合のガス流出量 Q_N は孔の長さ 1m 当りの総ガス流出量 (m^3/m) である。これらの図は、透過率を助変数とし、横軸に経過時間を、縦軸に総ガス流出量 Q_N をとり、両者の関係を示したものである。なお、 k の値によつて総ガス流出量は極めて広い範囲にわたるから、第5図ではすべての k の値に対して総ガス流出量を詳細に表わすことができない。そこで、経過時間と総ガス流出量との関係を両対数方眼紙上に表わせば、第6図 a, b および c のようである。また初期ガス圧を 10atm および 50atm 、経過時間を 1.0 年および 0.1 年とし、透過率 k とガス流出量 Q_N との関係を図示すれば第7図のようである。ただし、ガス抜き孔の直径は 5cm および 10cm としている。第5, 6, 7図からつぎの事柄がわかる。

(1) 一平面に垂直な一様な流れにおいては、流出速度は流動開始からの時間とともに徐々に減少する。これ

第6図(a) 一平面に垂直な一様な流れにおける総ガス流出量と経過時間との関係

第6図(c) 円孔に向う放射状の流れにおける総ガス流出量と経過時間との関係 (ただし初期ガス圧 50atm の場合)

第6図(b) 円孔に向う放射状の流れにおける総ガス流出量と経過時間との関係 (ただし初期ガス圧 10atm の場合)

第7図 透率 k と総ガス流出量 Q_N との関係

に反し、円孔に向う放射状の流れの場合は流出速度はほぼ一定である。

(2) 透過率 k が大きいほど総ガス流出量が多いことはいうまでもないが、一平面に垂直なような流れでは、 k が何倍かなれば総ガス流出量はほぼその倍率の平方根倍となる。これに反し、円孔に向う放射状の流れでは総ガス流出量は k の大きさにほぼ比例する。

(3) 初期ガス圧が高いと、ガス流出量は著しく多い。すなわち初期ガス圧 p_i がある圧力の場合と、その何倍かである場合とを比較すると、後者の総ガス流出量は前者の場合に對此の倍率以上多い。これは初期ガス圧が高くなると、きよう炭層中のガス包蔵量がその圧力に比例して多くなることと、ガス圧低下の範囲が広くなることによるものと想像される。なおこの傾向は円孔に向う放射状の流れの場合の方が著しい。

(4) 円孔の直径が大きいほどガス流出量が多いが、その効果はごく僅かである。具体的にいえば、初期ガス圧 p_i が 10atm、経過時間が1年のとき、 $k=1 \times 10^{-8}$ darcy であれば直径 20cm と 5cm とのガス抜き孔の総ガス流出量の違いは約5割、 $k=1 \times 10^{-7}$ darcy 程度の場合は約1割であるが $k > 1 \times 10^{-6}$ darcy の場合はほとんど違いがない。また $p_i=50$ atm であれば $p_i=10$ atm のときの違いの約半分となる。通常きよう炭層の k の値は 1×10^{-7} darcy 程度より大きいから、實際上ガス抜き孔の直径はガス流出量にあまり影響しないのではないと思われる。

(5) 1m^2 の平面を通つて流出するガス量と、長さ 1m のガス抜き孔に流出するガス量とを比較すれば、透過率 k がある特定の値 k_c に等しいときは両者は同じ値で、 k が k_c より大きい場合はガス抜き孔に流出するガス量の方が多く、 k が k_c より小さい場合は平面を通つて流出するガス量の方が多い。この臨界透過率 k_c は条件によつて異なるが、比較的小さい値である。

(6) ガスの粘性係数が大きければガス圧の低下は遅く、ガス流出量は少ない。しかし温度や圧力によるメタンガスの粘性係数の変化は小さいので、ガス流出量に及ぼす温度や圧力の影響は無視しても大きな誤りはない。

5. 炭層中のガスの流れ

炭層中に包蔵されるガスは空隙中に自由ガスとして存

在するものは僅かで、大部分は吸着されており、ガス圧を低下させると、自由ガスばかりでなく、吸着ガスも流出する。しかし上に述べた解析はガスはきよう炭層中の空隙中に自由ガスとしてだけ存在するものとして行なったものである。それゆえ、この解析は炭層中のガスの流れには当てはまらない。大体の傾向を知るだけならば、全包蔵ガスが空隙中に自由ガスとして存在すると仮定して、見掛の空隙率を採用し、ただし透過率としては実際の値を採用して、ガス圧の変化やガス流出量を計算するのが一法であろう。しかし、吸着ガス量はガス圧に比例しないから⁵⁾、この方法にはかなり無理がある。その後の検討によれば、圧力と吸着ガス量との関係を考慮に入れて、正確な計算を行なうことは不可能でないことがわかつた。この問題についてはあらためて報告することにする。

6. 結 言

さきに、きよう炭層中のガスの透過性について実験的に研究し、透過速度は、ガスの圧縮性を考慮し、近似的に Darcy の法則に従うことを認めたので、この法則を基礎として、きよう炭層中に平面あるいは円筒形の自由面を作つた場合について、ガスの流れを理論的に研究した。得られた微分方程式の解は非常に難しいから、種々の条件の下におけるガス圧の変化およびガス流出速度を数値積分法により計算し、その結果を第 3~7 図に図示した。実際のガス抜き孔の作孔、坑道掘進あるいは採炭に際しては、きよう炭層が均質でなく、有限の大きさを有し、かつガスの流動は他のガス抜き孔あるいは自由面の影響を受けるから、この計算結果通りにはならないが従来この種の研究はなかつたから、上記の結果はガス抜き設計に際して参考となることと思う。

参 考 文 献

- 1) M. Muskat: The flow of homogeneous fluids through porous media, 1937, p. 708.
- 2) Craft and Hawkins: Applied Petroleum Reservoir Eng., 1959, p. 309.
- 3) C. Gatlin: Petroleum Eng. Drilling and Well completion, 1960, p. 247.
- 4) 平松・小門・段野: 日本鉱業会誌, 第77巻, 第877号, 昭和36年7月, 463頁。
- 5) 平松・小門・段野: 日本鉱業会誌, 第77巻, 第874号, 昭和36年4月, 247頁。