УДК 533.6.011:51

СТАЦІОНАРНА ТЕЧІЯ ГАЗУ У ВЕРТИКАЛЬНІЙ СВЕРДЛОВИНІ ПРИ ВЕЛИКИХ ТИСКАХ. 2

А.І.Марковський

Інститут прикладної математики і механіки НАНУ, 83144, Донецьк 114, вул. Р.Люксембург, 74, тел. (062) 255-22-65, e-mail:amarkowskii@iamm.ac.donetsk.ua

Получен интеграл движения газа в случае, когда коэффициент сверхсжимаемости зависит от давления и выражается формулой Латонова-Гуревича. Он обобщает известное соотношение Г.А.Адамова. Показано, что из полученного соотношения между устьевым и забойным давлением и дебитом можно однозначно определить одну из этих величин через две оставшиеся. При этом важную роль играет точка поворота. Показано, что при устьевом давлении, близком к точке поворота, найденный дебит скважины может существенно отличаться от дебита, найденного из формулы Г.А.Адамова

It is received gas motion integral in case when a supercompressibility coefficient depends on pressure and presents by Latonov-Gurevich formula. This integral generalizes well known Adamov correlation. It is deduced that the received dependence between debit and mouth and face pressure allows to define one of those by two another. For it all a turning point plays a vital part. It is shown that if mouth pressure is close to turning point then received debit may have essentially difference from Adamov formula debit

Ця стаття є безпосереднім продовженням статті [1], нумерація формул в ній також продовжує нумерацію формул з [1]. Тут ми розглянемо інтеграл рівняння (17), або (що те саме), (19) у випадку, коли коефіцієнт надстисливості z залежить від p. Відомо чимало варіантів таких залежностей. Ми використаємо залежність, отриману В.В.Латоновим і Г.Р.Гуревичем в [2], яка дає достатньо точне наближення в широкому діапазоні тисків від 1 до 500 ат. А саме: покладемо, що

$$z = (0.173716\, ln\,\theta + 0.73)^t + 0.1t, \qquad (22)$$

де: $t = \dfrac{p}{p_c}, \theta = \dfrac{T}{T_c}$, а p_c, T_c — відповідно псевдокритичні тиск і температура. Формулу (22) ми будемо використовувати в дещо іншому вигляді. Позначивши

$$\nu = 0.73 + 017371Б6\, ln\,\theta, \alpha = -\frac{ln\,\nu}{p_c}, \beta = \frac{0.1}{p_c},$$

можемо тепер представити (22) у вигляді

$$z = e^{-\alpha p} + \beta p = z(p). \qquad (23)$$

При цьому ми вважаємо процес течії газу ізотермічним і приймаємо $\theta = \dfrac{T_{sr}}{T_c}$. Позначимо $\kappa = gRT_{sr}$, тоді з (3) маємо $\rho = \dfrac{p}{\kappa\, z(p)}$. Покладаючи знову $b = \dfrac{8\lambda G^2 R^2 T_{sr}^2}{\pi^2 g D^5}$, маємо, враховуючи рівняння нерозривності (2),

$$g + \frac{\lambda v^2}{2D} = g\left(1 + \frac{b\, z^2(p)}{p^2}\right), \ \frac{dp}{\rho} = \frac{\kappa\, z(p)dp}{p},$$

так що рівняння (19) записується у вигляді

$$\frac{RT_{sr} z(p)dp}{p} + \frac{\left(p^2 + b\, z^2(p)\right)}{p^2}dx = 0 .$$

Помноживши обидві частини цього рівняння на p і поділивши змінні, маємо

$$\frac{p\, z(p)dp}{p^2 + b\, z^2(p)} + \frac{dx}{RT_{sr}} = 0 .$$

Інтегрування останньої рівності за змінною x від 0 до L призводить до наступного інтегралу руху газу знизу вгору

$$\int_{p_1}^{p_0} \frac{p\left(e^{-\alpha p} + \beta p\right)}{p^2 + b\left(e^{-\alpha p} + \beta p\right)^2}dp = \frac{L}{RT_{sr}} = \sigma . \qquad (24)$$

Формула (24) пов'язує тиск на забої p_0 і гирлі p_1 свердловини з її дебітом Q, що входить в параметр b (див. вище). Ця формула є узагальненням формули Г.А.Адамова і перетворюється в останню, якщо $z(p) = e^{-\alpha p} + \beta p$ замінити сталою величиною z_{sr}. Покажемо, що з формули (24) можна однозначно визначити одну з величин p_0, p_1, Q, якщо дві інші — відомі. При цьому важливу роль відіграє так звана точка повороту p_1^*. Нехай p_0 фіксоване. За означенням, точкою повороту p_1^* називається таке значення p_1 гирлового тиску, при якому дебіт свердловини $Q = 0$. Іншими словами, p_1^* - це усталений тиск на гирлі заглушеної свердловини. Покладаючи в (24) $Q = 0$, тобто $b = 0$, і $p_1 = p_1^*$, маємо

$$\int_{p_1^*}^{p_0} \frac{\left(e^{-\alpha p}+\beta p\right)dp}{p}=\sigma . \qquad (25)$$

З рівняння (25) при заданому з p_0 можна однозначно визначити p_1^*. Дійсно, позначимо

$$\Phi(p)=\int_1^p \frac{\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r}\ ; \qquad (26)$$

тоді (25) можна переписати у вигляді

$$\Psi\left(p_1^*\right)\equiv \Phi\left(p_1^*\right)-\Phi\left(p_0\right)+\sigma=0 . \qquad (27)$$

Оскільки $\Psi'\left(p_1\right)=\dfrac{e^{-\alpha p_1}}{p_1}+\beta>0$, то функція $\Psi\left(p_1\right)$ монотонно зростає, причому $\Psi\left(p_0\right)=\sigma>0$. З іншого боку, якщо $0<p_1$ і p_1 достатньо мале, то $\Phi\left(p_1\right)-\Phi\left(p_0\right)=-\int_{p_1}^{p_0}\dfrac{\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r}<-N$, де $N>0$ і може бути як завгодно великим. Таким чином, при деякому $p_1=p_1^\circ$ буде $\Psi\left(p_1^\circ\right)<0$. Отже рівняння (27) має єдиний розв'язок $p_1=p_1^*$ на інтервалі $\left(p_1^\circ, p_0\right)$. Зауважимо, що функцію $\Phi(p)$ не можна представити у вигляді скінченої комбінації елементарних функцій. Тому для фактичного розв'язування рівняння (27) застосуємо наближений метод ітерацій Ньютона. Для цього відзначимо, що $\Psi''(p)=-\dfrac{e^{-\alpha p}(\alpha p+1)}{p^2}<0$, так що $\Psi(p)$ – монотонно зростаюча ввігнута функція. Тоді, як відомо, за початкову точку процесу Ньютона достатньо взяти таке значення $\tilde{p}_1$, щоб $\Psi\left(\tilde{p}_1\right)<0$, наприклад, $\tilde{p}_1$ може задовольняти нерівність

$$\int_{\tilde{p}_1}^{p_0} \frac{\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r}>1.1\sigma . \qquad (28)$$

Оскільки $\int_{\tilde{p}_1}^{p_0}\dfrac{\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)}{r}dr > \int_{\tilde{p}_1}^{p_0}\dfrac{e^{-\alpha r}}{r}dr$, будемо шукати $\tilde{p}_1$ у вигляді $\tilde{p}_1=\zeta p_o$, $0<\zeta<1;$ тоді

$$\int_{\zeta p_0}^{p_0} e^{-\alpha r}\frac{dr}{r}>e^{-\alpha p_0}\ln\frac{1}{\zeta}, \qquad (29)$$

і ми вимагаємо, щоб було $e^{-\alpha p_0}\ln\dfrac{1}{\zeta}>1.1\,\sigma$. Звідси випливає, що $\zeta<exp\left(-1.1\sigma e^{\alpha p_0}\right)$.

Отже, за початкову точку в процесі Ньютона можна взяти

$$p_{1,0}=p_0\,exp\left(-1.1\sigma e^{\alpha p_0}\right). \qquad (30)$$

Тоді при $j\geq 1$ наближення $p_{1,j}$ з номером j визначаються за формулою

$$p_{1,j}=p_{1,j-1}-\frac{\Psi\left(p_{1,j-1}\right)}{\Psi'\left(p_{1,j-1}\right)}. \qquad (31)$$

Оскільки $\Psi'\left(p_{1,j-1}\right)=e^{-\alpha p_{1,j-1}}\dfrac{1}{p_{1,j-1}}+\beta$, зупинимось на обчисленні $\Psi\left(p_{1,j-1}\right)$. Записуючи $e^{-\alpha p}$ у вигляді ряду Тейлора, з (26) і (27) отримуємо вираз для $\Psi\left(p_1\right)$:

$$\Psi\left(p_1\right)=\beta p_1+\ln\left(\alpha p_1\right)+\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^k\left(\alpha p_1\right)^k}{kk!}-\beta p_0-\ln\left(\alpha p_0\right)-\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^k\left(\alpha p_0\right)^k}{kk!}+\sigma, \qquad (32)$$

яким можна користуватися для обчислення за формулою (31). При цьому число доданків в сумі вибираємо так, щоб $\dfrac{(\alpha p)^k}{kk!}<\varepsilon$, де ε – задана точність. Як добре відомо, процес послідовних наближень Ньютона за формулою (31) надзвичайно швидко збігається. Приклади числових розрахунків буде подано нижче.

Перейдемо тепер до визначення гирлового тиску p_1 за відомими p_0 і Q. При цьому будемо користуватися рівнянням (24), коли $b>0$. З (24) зрозуміло, що тепер мусить бути $p_1<p_1^*$, оскільки σ є сталою величиною для даної свердловини. Перейдемо до прийнятої в інженерній практиці мішаної системи одиниць, згадуваної на початку [1], і замість вагових витрат в рівнянні нерозривності (2) використаємо об'ємні витрати, вираховуючи дебіт свердловини в $10^3\ m^3$/добу за нормальних умов. Тоді легко бачити, що (24) можна подати у вигляді

$$\int_{p_1}^{p_0}\frac{r\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r^2+\mu^2Q^2\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)^2}=\sigma=\frac{0.03415L\bar{\rho}}{T_{sr}}, \qquad (33)$$

де $\mu^2=\dfrac{1.3761\lambda T_{sr}^2}{D^5}$, $\bar{\rho}$ – відносна густина газу за повітрям. Рівняння (33) як рівняння відносно p_1 можна подати у вигляді

$$\Psi\left(p_1\right)\equiv\Phi\left(p_0\right)-\Phi\left(p_1\right)-\sigma=0, \qquad (34)$$

де $$\Phi(p)=\int_0^p\frac{r\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r^2+\mu^2Q^2\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)^2}. \qquad (35)$$

З (34), (35) очевидно, що $\Psi'\left(p_1\right)<0$, так що Ψ монотонно спадає. При цьому, оскільки

$$\int_{p_1^*}^{p_0} \frac{r\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r^2+\mu^2 Q^2\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)^2} \qquad (36)$$

$$\int_{p_1^*}^{p_0} \frac{\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r} = \sigma ,$$

то $\Psi\left(p_1^*\right) = \Phi\left(p_0\right) - \Phi\left(p_1^*\right) - \sigma < 0$, як випливає з (36). Тому для доведення існування єдиного p_1, такого, що виконується рівність (34), достатньо встановити, наприклад, що $\Psi(0) > 0$. З цією метою розглянемо інтеграл

$$I_0 = \int_0^{p_0} \frac{r\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r^2+\mu^2 Q^2\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)^2} = \Phi\left(p_0\right) - \Phi(0).$$

Очевидно, що

$$I_0 > \int \frac{\beta r^2 dr}{r^2+\mu^2 Q^2 (1+\beta r)^2} = I_1 . \qquad (37)$$

Тому якщо $I_1 > \sigma$, то $\Psi(0) > 0$, і рівняння (33) має єдиний розв'язок. Інтеграл I_1 неважко обчислити в явному вигляді, а саме:

$$I_1 = \frac{1}{1+(\mu Q\beta)^2}\left(p_0\beta + \frac{1}{1+(\mu Q\beta)^2}\ln\Omega + \frac{\mu Q\beta\left((\mu Q\beta)^2-1\right)}{1+(\mu Q\beta)^2}\left(arctg\frac{p_0\left(1+(\mu Q\beta)^2\right)+\mu^2Q^2\beta}{\mu Q} - arctg(\mu Q\beta)\right)\right), \qquad (38)$$

де

$$\Omega = \frac{\left[\left(p_0\left(1+(\mu Q\beta)^2\right)+\mu^2Q^2\beta\right)^2+\mu^2Q^2\right]}{\left[\left(1+(\mu Q\beta)^2\right)\left(\left(1+(\mu Q\beta)^2\right)p_0^2+2\mu^2Q^2\beta p_0+\mu^2Q^2\right)\right]}$$

Тепер достатня умова існування розв'язку рівняння (33) записується в явному вигляді

$$I_1 > \sigma . \qquad (39)$$

У всіх наступних числових розрахунках ця умова виконується. Для фактичного обрахування розв'язку p_1 рівняння (33) застосуємо метод Ньютона. Зауважимо, що

$$\Psi''\left(p_1\right) = \frac{\left(1+\alpha p_1\right)e^{-\alpha p_1}}{\left(p_1^2+\mu^2Q^2\left(e^{-\alpha p_1}+\beta p_1\right)^2\right)^2} \times \left[p_1^2 - \mu^2Q^2\left(e^{-\alpha p_1}+\beta p_1\right)^2\right], \qquad (40)$$

тому точки, де $p_1 = \mu Q\left(e^{-\alpha p_1}+\beta p_1\right)$, є точками перегину кривої $y = \Psi\left(p_1\right)$. Останнє рівняння можна подати у вигляді

$$p_1 = \frac{\mu Q}{1-\mu Q\beta} e^{-\alpha p_1} . \qquad (41)$$

Тому якщо $\mu Q\beta \ge 1$, то точок перегину немає, і тоді $\Psi''\left(p_1\right) < 0$. У цьому випадку за початкову точку в процесі Ньютона доцільно брати $p_{10} = p_1^*$. Якщо ж $\mu Q\beta < 1$, то рівняння (41) як рівняння відносно p_1 має єдиний розв'язок $p_1 = \bar{p}_1$, так що точка $p_1 = \bar{p}_1$ є точкою перегину кривої $y = \Psi\left(p_1\right)$. Фактичне обрахування величини $\bar{p}_1$ здійснюється за методом послідовних наближень Ньютона, причому за початкову точку процесу Ньютона треба взяти $\bar{p}_{1,0} = 0$. При $0 < p_1 < \bar{p}_1$ кривизна кривої $y = \Psi\left(p_1\right)$ від'ємна, а при $\bar{p}_1 < p_1 < p_1^*$ кривизна додатна. Оскільки ми розглядаємо течію газу знизу вгору (додатний дебіт), повинно бути $p_1 < p_1^*$. Тому, якщо виявиться, що $\bar{p}_1 > p_1^*$, то на проміжку $0 < p_1 < p_1^*$, буде $\Psi''\left(p_1\right) < 0$, і тоді за початкову точку $p_{1,0}$ в процесі Ньютона при знаходженні розв'язку p_1 рівняння (34) можна взяти $p_{1,0} = p_1^*$. Якщо ж виявиться, що $\bar{p}_1 < p_1^*$, то треба підрахувати значення $\Psi\left(\bar{p}_1\right)$. Якщо $\Psi\left(\bar{p}_1\right) = 0$, тоді $p_1 = \bar{p}_1$ – шуканий розв'язок рівняння (34). Якщо $\Psi\left(\bar{p}_1\right) \ne 0$, то за початкову точку $p_{1,0}$ в процесі в процесі Ньютона треба взяти $p_{1,0} = \bar{p}_1$. Сам ітераційний процес реалізується за формулою

$$p_{1,j} = p_{1,j-1} - \frac{\Psi\left(p_{1,j-1}\right)}{\Psi'\left(p_{1,j-1}\right)} . \qquad (42)$$

При цьому, очевидно

$$\Psi'(r) = \frac{r\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)}{r^2+\mu^2Q^2\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)^2} .$$

Оскільки інтеграл (35) не може бути обчислений в скінченому вигляді, ми для обрахування величини

$$\Psi\left(p_{1,j-1}\right) = \int_{p_{1,j-1}}^{p_0} \frac{r\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)dr}{r^2+\mu^2Q^2\left(e^{-\alpha r}+\beta r\right)^2}$$

використовуємо наближену формулу Сімпсона, розбиваючи проміжок $[\,p_{1,j-1}, p_0\,]$ на N рівновіддалених вузлів. Точність розв'язку рівняння (42) контролюється абсолютною величиною нев'язки $\Psi\left(p_{1,j-1}\right)/\Psi'\left(p_{1,j-1}\right)$. Приклади числових розрахунків подано нижче.

Розглянемо тепер випадок визначення дебіту Q свердловини за даними p_0 і $p_1, p_1 < p_1^*$. Позначимо $\gamma = \mu^2 Q^2$. Тоді задача зводиться до визначення γ з рівняння

$$\Psi(\gamma) \equiv \int_{p1}^{p0} \frac{r\left(e^{-\alpha r} + \beta r\right)dr}{r^2 + \gamma\left(e^{-\alpha r} + \beta r\right)^2} - \sigma = 0. \quad (43)$$

Позначимо $z(r) = e^{-\alpha r} + \beta r$. Тоді маємо, очевидно

$$\Psi'_\gamma = -\int_{p1}^{p0} \frac{r z^3(r)dr}{\left(r^2 + \gamma z^2(r)\right)^2} < 0,$$

$$\Psi''_{\gamma^2} = 2\int_{p1}^{p0} \frac{r z^5(r)dr}{\left(r^2 + \gamma z^2(r)\right)^3} > 0, \quad (44)$$

так що $\Psi(\gamma)$ - монотонно спадна опукла функція. При цьому

$$\Psi(0) = \int_{p1}^{p0} \frac{z(r)dr}{r} - \sigma > \int_{p_1^*}^{p0} \frac{z(r)dr}{r} - \sigma = 0,$$

як видно з (25), так що $\Psi(0) > 0.$ Як видно з (43), при достатньо великих значеннях γ буде $\Psi(\gamma) < 0$. Отже, рівняння (43) має єдиний розв'язок $\gamma^* \in (0, \infty)$, звідки маємо шуканий дебіт

$$Q = \frac{\sqrt{\gamma^*}}{\mu}. \quad (45)$$

Фактичне обчислення γ^* доцільно проводити методом ітерацій Ньютона. При цьому за початкову точку в процесі Ньютона можна взяти $\gamma_0^* = 0$, а j – те наближення γ_j^* обчислювати за формулою

$$\gamma_j^* = \gamma_{j-1}^* - \frac{\Psi\left(\gamma_{j-1}^*\right)}{\Psi'\left(\gamma_{j-1}^*\right)}, j \ge 1 \quad (46)$$

Інтеграли , що входять у вирази (43) і (44), не можуть бути вирахувані в скінченому вигляді, тому для їх обчислення ми застосовуємо формулу Сімпсона з числом вузлів, рівним N. Ітерації в процесі Ньютона обчислюють доти, доки модуль поправки $\left|\gamma_j^* - \gamma_{j-1}^*\right|$ не буде менший від заданого малого числа ε.

Наведемо результати числових розрахунків за комп'ютерними програмами, що розроблені на основі вказаних вище алгоритмів. Вони дають змогу знаходити числове значення p_1^*, а також p_1 або Q при відомих p_0 і геофізичних параметрах газу і свердловини.

Приклад 1. Візьмемо $L = 1000m$, температуру на гирлі свердловини $T_u = 291° K$, температуру на забої $T_z = 305° K$, $\bar{\rho} = 0.56$, $\lambda = 0.023$, $D = 21.6cm$, $T_c = 190.55$, $p_c = 46.95$. При цьому коефіцієнти α і β у формулі Латонова і Гуревича відповідно рівні

Таблиця 1

Q	p_{1a}	p_1	Q	p_{1a}	p_1
100	92.723952	92.700177	1100	92.331256	92.307313
200	92.714155	92.690377	1200	92.255798	92.231805
300	92.697824	92.674043	1300	92.173709	92.149655
400	92.674956	92.651168	1400	92.084997	92.060844
500	92.645546	92.621750	1500	91.989563	91.965349
600	92.609588	92.585780	1600	91.887467	91.863148
700	92.567074	92.543250	1700	91.778658	91.754217
800	92.517994	92.494151	1800	91.663114	91.638529
900	92.46234	92.43847	1900	91.54081	91.516058
1000	92.400018	92.376196	2000	91.411716	91.386772

Таблиця 2

p_1	Q_a	Q	p_1	Q_a	Q
92.700177	287.744698	99.998126	92.307313	1132.695854	1100.000334
92.690377	335.854262	200.003373	92.231805	1230.078653	1200.00086
92.674043	403.478459	299.997613	92.149655	1327.86039	1300.000709
92.651168	482.491659	400.001444	92.060844	1425.960248	1399.999576
92.62175	568.154364	499.999045	91.965349	1524.320639	1499.999609
92.585780	657.88058	599.999112	91.863148	1622.895139	1599.99987
92.54325	750.214455	699.999843	91.754217	1721.648414	1699.99990
92.494151	844.300802	799.999309	91.638529	1820.553865	1800.00040
92.43847	939.617443	900.000597	91.516058	1919.588268	1899.99974
92.376196	1035.823468	1000.000118	91.386772	2018.73617	1999.99975

0.00449 і 0.00213, а $z_{sr} = 0.850307$. Зафіксуємо забійний тиск $p_0 = 100at$, будемо змінювати Q і знаходити $p_1 = p_{1a}$ – за формулою Г.А.Адамова, а також p_1, як розв'язок рівняння (33), який програма підраховує за допомогою ітераційного процесу Ньютона. При вибраних значеннях геофізичних параметрів і p_0 виявляється, що $p_1^* = 92.727776$, а p_1^*, знайдене за формулою Г.А.Адамова, рівне $p_{1a}^* = 92.727218$. Число вузлів у формулі Сімпсона $N = 200$, а $\sigma = 0.064205$. Результати розрахунків подано в таблиці 1, в якій різним значенням $Q = 100, 200,\ldots$ відповідають свої значення p_{1a} і p_1.

Як видно з таблиці 1, при фіксованому Q відповідні значення p_{1a} і p_1 відрізняються незначно ≈ 0.02. Якщо замінити L на $2000m$, і взяти $p_0 = 150at$, то при збереженні інших параметрів різниця між p_{1a} і p_1 збільшується і досягає $0.06 - 0.07at$.

Приклад 2. Зафіксуємо знову $p_0 = 100at$, всі геофізичні параметри — як у прикладі 1. Будемо по черзі фіксувати p_1, беручи значення з таблиці 1, і на основі цих даних будемо знаходити Q з рівняння (43), користуючись методом ітерацій Ньютона згідно зі сказаним вище. Результати обчислень подано у таблиці 2. Через Q_a і Q позначено результати підрахунків дебіту відповідно за формулою Г.А.Адамова і як розв'язок рівняння (43) за даними $p_0 = 100at$ і p_1, що приймає фіксовані значення, занесені у відповідну колонку.

Як видно з таблиці 2, при p_1, близьких до p_1^*, Q і Q_a помітно відрізняються .Це дає підстави в принципі, дати перевагу одному з рівнянь ((A_+) чи (43)) на основі достатньо акуратного експерименту. При віддаленні p_1 від p_1^* різниця між Q_a і Q зменшується і при $p_1^* - p_1 \approx 1.34at$ становить величину $\approx 1\%$.

Висновок. В роботі розглянуто випадок, коли коефіцієнт надстисливості $z = z(p) = e^{-\alpha p} + \beta p$ (формула Латонова -Гуревича). Отримано інтеграл руху газу, що пов'язує в одне співвідношення забійний і гирловий тиск p_0, p_1 з дебітом Q свердловини. Показано, що при відомих двох з цих трьох параметрів третій параметр можна однозначно обрахувати. Вказано алгоритм розв'язку цих задач. Наведено числові приклади. Важливу роль відіграє поняття точки повороту p_1^*. З результатів числових розрахунків видно, що значення дебіту Q_a, знайдені з формули Г.А.Адамова, і Q, – з отриманого в роботі рівняння (43) , помітно відрізняються, коли гирловий тиск p_1 близький до p_1^*.

Література

1. Марковський А.І. Стаціонарна течія газу у вертикальній свердловині при великих тисках.1. Розвідка і розробка нафтових і газових родовищ.

2. Латонов В.В., Гуревич Г.Р. Расчет коэффициента сжимаемости природных газов // Газовая промышленность, 1969. — 2. — С.7-9.