РОЗРОБКА ТА ЕКСПЛУАТАЦІЯ НАФТОВИХ І ГАЗОВИХ РОДОВИЩ

УДК 533.011:51

СТАЦІОНАРНА ТЕЧІЯ ГАЗУ У ВЕРТИКАЛЬНІЙ СВЕРДЛОВИНІ ПРИ ВЕЛИКИХ ТИСКАХ. 3

А.І.Марковський
Інститут прикладної математики і механіки НАНУ, Донецьк, 114, вул. Рози Люксембург 74,
e- mail: amarkowskii @ iamm.ac.donetsk.ua

Рассмотрено стационарное движение газа сверху вниз в вертикальной скважине при высоких давлениях. Коэффициент сверхсжимаемости является функцией от давления и выражается формулой Латонова-Гуревича. Получен интеграл движения. Показано, что из этого соотношения между устьевым и забойным давлением и дебитом скважины можно однозначно определить один из этих параметров, если два другие известны. Построены эффективные алгоритмы решения этих задач. Рассмотрены примеры.

It is considered a stationary gaz motion in a vertical bore-hole by high pressure. A supercompressibility coefficient depends on pressure and presents by Latonov –Gurevich formula. It is recieved gaz motion integral. It is deduced that the recieved dependence between debit and mouth- and face pressure allows to define one of those by two another. Effective solution algorythmes of such problems are built. There are given some examples.

Стаття є безпосереднім продовженням робіт [1,2]. Тут розглядається стаціонарна течія газу у вертикальній свердловині згори донизу при великих тисках. При цьому коефіцієнт надстисливості $z = z(p)$ є функцією від тиску p і вираховується за формулою Латонова – Гуревича [3]:

$$z(p) = e^{-\alpha p} + \beta p; \qquad (1)$$

де $\alpha = -\dfrac{\ln\nu}{p_c}$, $\beta = \dfrac{0.1}{p_c}$,

$\nu = 0.73 + 0.173716\ln\theta$, $\theta = \dfrac{T_{cp}}{T_c}$; T_{cp} – середня по стовбуру температура; T_c, p_c – критичні температура і тиск газу.

Течія газу згори донизу є важливим випадком при математичному моделюванні перетоків газу, які мають місце в свердловині, що дренує два або більше газоносні пласти. Направимо вісь $0x$ від гирла свердловини до забою, швидкість газу в точці з ординатою x позначимо через $v = v(x)$, $\rho = \rho(x)$ - густина газу, D - діаметр свердловини, $F = \dfrac{\pi D^2}{4}$, g - прискорення вільного падіння, λ - коефіцієнт тертя, причому силу тертя, розраховану на одиницю об'єму, приймаємо, згідно з Мізесом, рівною $-\dfrac{\lambda v^2}{2D}$. Тоді маємо такі співвідношення:

$$v dv + v^2 \frac{d\rho}{\rho} - g dx + \frac{dp}{\rho} + \frac{\lambda v^2}{2D} = 0; \qquad (2)$$

- рівняння Ньютона руху безмежно малого елемента газу в перетинах $(x, x + dx)$,

$$g\rho v F = G; \qquad (3)$$

- рівняння нерозривності, $G = const$, - вагові витрати;

$$p = z(p) g\rho RT; \qquad (4)$$

- рівняння стану, де R – газова постійна, $T = T_{cp}$ – середня температура по стовбуру свердловини, $z = z(p)$ – коефіцієнт надстисливості, що виражається за формулою (1). За основну невідому величину візьмемо тиск $p = p(x)$. Виражаючи з (3) ρ через v, ми бачимо, що $v dv + v^2 \dfrac{d\rho}{\rho} = 0$, так що (2) перетворюється в рівняння

$$\frac{dp}{dx} = g\rho - \frac{\lambda v^2 \rho}{2D}. \qquad (5)$$

Покладемо $\kappa = gRT$, тоді з (4) випливає, що $\rho = \frac{p}{\kappa z(p)}$, а з (3) виходить, що $v^2 = \frac{G^2 \kappa^2 z^2(p)}{g^2 F^2 p^2}$, і ми приходимо до рівняння відносно p

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p}{RTz(p)}(1 - \gamma \frac{z^2(p)}{p^2}). \qquad (6)$$

Перейдемо до мішаної системи одиниць, прийнятої в інженерній практиці. Тоді виявляється, що

$$\gamma = \mu Q^2, \qquad (7)$$

де Q – дебіт за нормальних умов, $10^3 m^3/добу$, а параметр μ визначається так:

$$\mu = \frac{1.3761 \lambda T^2}{D^5}. \qquad (8)$$

Легко бачити, що коли $\sqrt{\gamma}\beta \geq 1$, то рівняння (6) не має незалежних від x розв'язків. Якщо ж $\sqrt{\gamma}\beta < 1$, то існує один незалежний від x розв'язок $p = \hat{p}$ рівняння (6), а саме: $\hat{p} > 0$ є єдиний розв'язок функціонального рівняння

$$p = \frac{\sqrt{\gamma}}{1 - \sqrt{\gamma}\beta} e^{-\alpha p}. \qquad (9)$$

Нехай L - глибина свердловини, $p(0) = p_1, p(L) = p_0$. Для розв'язку $\hat{p}$, очевидно, $\hat{p}_1 = \hat{p}_0$. Навпаки, якщо для деякого розв'язку $p(x)$ рівняння (6) $p_1 = p_0$, то легко бачити, що $p = \hat{p}$. Можна показати, що розв'язок $p = \hat{p}$ є нестійкий і тому не може бути реалізований. Таким чином, для реальних розв'язків повинно бути $p_1 \neq p_0$, отже, для таких розв'язків $p^2 - \gamma z^2(p) \neq 0$, і $p \neq \hat{p}$. Позначивши ρ_n, R_n відповідно густину і газову постійну повітря, маємо $\rho R = \rho_n R_n$, звідки $R = \frac{\rho_n R_n}{\rho} = \frac{29.27}{\bar{\rho}}$, де $\bar{\rho}$ - відносна густина газу за повітрям за нормальних умов. Розділяючи в (6) змінні, інтегруючи за x від 0 до L і враховуючи, що $p(0) = p_1, p(L) = p_0$, маємо наступний інтеграл руху газу згори донизу

$$\int_{p_1}^{p_0} \frac{pz(p)dp}{p^2 - \gamma z^2(p)} = \frac{0.03416 \bar{\rho} L}{T} = \sigma. \qquad (10)$$

Оскільки $\sigma > 0$, співвідношення (10), що пов'язує між собою параметри p_1, p_0, γ і σ, може виконуватись тоді, коли

1) $p_1 > p_0, p^2 - \gamma z^2 > 0, p \in [p_1, p_0]$ або

2) $p_0 < p_1, p^2 - \gamma z^2(p) < 0, p \in [p_0, p_1]$.

Відзначимо одразу, що з огляду на формулу (1) інтеграл в формулі (10) не може бути обчислений в скінченому вигляді. Покажемо далі, що коли параметри p_1, p_0 фіксовані, то параметр γ, отже, дебіт Q свердловини можна визначити однозначно. Аналогічно, коли відомі p_1 і дебіт (отже, і параметр γ), то з співвідношення (10) можна однозначно визначити забійний тиск p_0. В кожному з цих випадків вкажемо ефективний алгоритм такого обчислення.

1. Почнемо з важливого частинного випадку визначення забійного тиску на заглушеній свердловині, тобто коли відоме p_1 і $Q = 0$, отже, $\gamma = 0$. Як і в [2], відповідне значення p_0 ми позначимо p_0^* і назвемо точкою повороту, оскільки при $p_0 > p_0^*$ свердловина має додатній дебіт (течія газу йде знизу вгору), а при $p_0 < p_0^*$ газ тече згори донизу (свердловина має від'ємний дебіт). Таким чином, покладемо в (10) $\gamma = 0$ і приходимо до задачі розв'язку відносно p_0 рівняння

$$\Phi(p_0) \equiv \int_{p_1}^{p_0} \frac{z(p)dp}{p} - \sigma = 0 \qquad (11)$$

Оскільки $\Phi'(p_0) = \frac{z(p_0)}{p_0} > 0$, то $\Phi(p_0)$ монотонно зростає. Зрозуміло також, що коли $p_0 > \frac{\sigma}{\beta} + p_1$, то $\Phi(p_0) > 0$, а $\Phi(p_1) = -\sigma < 0$. Таким чином, існує єдине значення $p_0 = p_0^*$, при якому $\Phi(p_0^*) = \int_{p_1}^{p_0^*} \frac{z(p)dp}{p} - \sigma = 0$. Відзначимо також, що $\Phi''(p_0) < 0$. Для наближеного обчислення p_0^* доцільно застосувати метод Ньютона, взявши за початкову точку ітераційного процесу $p_{0,0}^* = p_1$, а далі обраховувати наближення $p_{0,j}^*$, (j=1,2,...) за формулою

$$p_{0,j}^* = p_{0,j-1}^* - \frac{\Phi(p_{0,j-1}^*) p_{0,j-1}^*}{z(p_{0,j-1}^*)}. \qquad (12)$$

При цьому вираз $\Phi(p_{0,j-1}^*)$ можна обрахувати за формулою

$$\Phi(p_{0,j-1}^*) = \ln\frac{p_{0,j-1}^*}{p_1} + s(\alpha\, p_{0,j-1}^*) - \quad (13)$$
$$- s(\alpha\, p_1) + \beta(p_{0,j-1}^* - p_1) - \sigma$$

де $s(y) = -y + \frac{y^2}{2!2} - \frac{y^3}{3!3} + \cdots + (-1)^n \frac{y^n}{n!n}$, а $n-$ціле число, величину якого легко можна контролювати для досягнення необхідної точності.

Зауважимо принагідно, що прийнятий в інженерній практиці метод обчислення p_0^* на основі формули Г.А.Адамова (див.[4], стор.62-68)

$$p_0^* = p_1 e^s, s = \frac{0.03416\bar{\rho} L}{Tz_{cp}}, \quad (14)$$

має суттєву ваду в тому сенсі, що коефіцієнт z_{cp} тут невідомий, так як ми знаємо тут тільки p_1, а z_{cp} залежить також від невідомого тиску p_0.

1. Нехай тепер ми знаємо p_1 і Q. Зауважимо, що функція $\frac{z(p)}{p}$ монотонно спадає. Тому якщо $1-\gamma\frac{z^2(p_1)}{p_1^2} > 0$, то тим більше буде $1-\gamma\frac{z^2(p)}{p^2} > 0$ при $p > p_1$. Якщо ж $1-\gamma\frac{z^2(p_1)}{p_1^2} < 0$, то при $p < p_1$ буде $1-\gamma\frac{z^2(p)}{p^2} < 0$. Звідси випливає, що коли $1-\gamma\frac{z^2(p_1)}{p_1^2} > 0$, то повинні шукати p_0 як розв'язок рівняння (10), причому $p_0^* > p_0 > p_1$; якщо ж $1-\gamma\frac{z^2(p_1)}{p_1^2} < 0$, то ми шукаємо p_0 таке, що $p_1 > p_0$ і задовольняє рівняння

$$\int_{p_0}^{p_1}\frac{pz(p)dp}{\gamma z^2(p) - p^2} - \sigma = 0. \quad (15)$$

Розглянемо спочатку рівняння (10)

$$\Phi(p_0) \equiv \int_{p_1}^{p_0}\frac{pz(p)dp}{p^2 - \gamma z^2(p)} - \sigma = 0.$$

Очевидно, $\Phi(p_0)$ монотонно зростає, причому $\Phi(p_1) = -\sigma < 0$. Якщо $p_0 = p_0^*$, то маємо нерівність

$$\Phi(p_0^*) = \int_{p_1}^{p_0^*}\frac{pz(p)dp}{p^2 - \gamma z^2(p)} - \sigma > \int_{p_1}^{p_0^*}\frac{z(p)dp}{p} - \sigma = 0.$$

Отже, існує єдине значення $p_0 \in (p_1, p_0^*)$, для якого $\Phi(p_0) = 0$. Для фактичного обрахування цього значення p_0 застосуємо ітераційний процес Ньютона. Для цього зауважимо, що $\Phi'' < 0$, і тому за початкову точку у процесі Ньютона візьмемо $p_{0,0} = p_1$. Наступні ітерації знаходяться за формулами

$$p_{0,j} = p_{0,j-1} - \frac{\Phi(p_{0,j-1})}{p_{0,j-1}z(p_{0,j-1})}\times \quad (16)$$
$$\times(p_{0,j-1}^2 - \gamma z^2(p_{0,j-1})),\ j = 1,2\cdots$$

При цьому $\int_{p1}^{p_{0,j-1}}\frac{pz(p)dp}{p^2 - \gamma z^2(p)}$ обчислюємо за формулою Сімпсона.

Розглянемо тепер випадок, коли $1-\gamma\frac{z^2(p_1)}{p_1^2} < 0$, тобто рівняння (15)

$$\Phi(p_0) \equiv \int_{p_0}^{p_1}\frac{pz(p)dp}{\gamma z^2(p) - p^2} - \sigma = 0.$$

Очевидно, $\Phi(p_0)-$ монотонно спадна функція, причому $\Phi(p_1) = -\sigma < 0$. Покажемо, що існує таке $\eta \in (0, p_1)$, що $\Phi(\eta) > 0$. Маємо

$$\Phi(\eta) = \int_{\eta}^{p_1}\frac{pz(p)dp}{\gamma z^2(p) - p^2} - \sigma > \int_{\eta}^{p_1}\frac{pdp}{\gamma z(p)} - \quad (17)$$
$$-\sigma > \frac{\eta(p_1 - \eta)}{\gamma z(\eta)} - \sigma,$$

оскільки $\frac{p}{z(p)}-$ монотонно зростаюча функція. Тому якщо ми підберемо η так, щоб було

$$\eta(p_1 - \eta) = 1.1\sigma\gamma z(\eta), \quad (18)$$

тоді з (17) випливатиме, що $\Phi(\eta) > 0.1\sigma > 0$. З графіків функцій $g = \eta(p_1 - \eta)$ і $h = 1.1\sigma\gamma z(\eta)$ видно, що рівняння (18) має розв'язок $0 < \eta < p_1/2$ для реальних значень параметрів p_1, σ, γ. Таким чином, рівняння (15) при деякому значенні $\bar{p}_0$, $\eta < \bar{p}_0 < p_1$ має єдиний розв'язок. Оскільки $\Phi''(p_0) < 0$, цей розв'язок можна ефективно обрахувати, застосовуючи ітераційний процес Ньютона, беручи за початкове наближення $p_{0,0} = p_1$, аналогічно викладеному вище.

2. Нехай тепер відомі p_1 і p_0 і ми відшукуємо дебіт Q свердловини. Якщо $p_1 < p_0$, розглянемо рівняння (10), де тепер невідомим є параметр $\gamma = \mu Q^2$

$$\Psi(\gamma) \equiv \int_{p_1}^{p_0} \frac{pz(p)dp}{p^2 - \gamma z^2(p)} - \sigma = 0. \qquad (19)$$

Очевидно, $\Psi' > 0, \Psi'' > 0$, так що $\Psi(\gamma)$ – монотонно зростаюча опукла функція параметра γ. Оскільки ми розглядаємо течію газу згори донизу, то $p_0 < p_0^*$. Тому

$$\Psi(0) = \int_{p_1}^{p_0} \frac{z(p)dp}{p} - \sigma < \int_{p_1}^{p_0^*} \frac{z(p)dp}{p} - \sigma = 0,$$

так що $\Psi(0) < 0$. Тепер для доведення існування розв'язку рівняння (19) достатньо вказати таке $\gamma = \bar\gamma$, що $\bar\gamma < \frac{p_1^2}{z^2(p_1)}$ і $\Psi(\bar\gamma) > 0$, а для цього досить підібрати γ настільки близьким до $\frac{p_1^2}{z^2(p_1)}$, щоб виконувалась нерівність

$$\int_{p_1}^{p_0} \frac{pz(p)dp}{p^2 - \gamma z^2(p)} > \frac{3\sigma}{2}. \qquad (20)$$

Нерівність (20) буде виконуватися, якщо виконуватиметься нерівність

$$\int_{p_1}^{p_0} \frac{z(p)dp}{p - \sqrt{\gamma} z(p)} > 3\sigma. \qquad (21)$$

Дійсно, оскільки функція $\omega(p) = p/z(p)$ монотонно зростає, то монотонно зростає і функція $\frac{\omega(p)}{\omega(p) + \sqrt{\gamma}}$, а тому

$$\int_{p_1}^{p_0} \frac{pz(p)dp}{p^2 - \gamma z^2(p)} > \frac{\omega(p_1)}{\omega(p_1) + \sqrt{\gamma}} \int_{p_1}^{p_0} \frac{z(p)dp}{p - \sqrt{\gamma} z(p)} > \frac{3\sigma}{2}, \qquad (22)$$

якщо $\sqrt{\gamma} < \omega(p_1)$.

Для доведення оцінки (21) розглянемо інтеграл $I = \int_{p_1}^{p_0} \frac{z(p)dp}{p - \sqrt{\gamma} z(p)}$. Зробимо заміну змінних $\tau = \omega(p)$, тоді $p = \phi(\tau)$ – монотонно зростаюча функція від τ. Нехай $\tau_1 = \omega(p_1), \tau_0 = \omega(p_0)$. Тоді маємо

$$I = \int_{\tau_1}^{\tau_0} \frac{z^2(\phi(\tau)) e^{\alpha\phi(\tau)}}{1 + \alpha\phi(\tau)} \frac{d\tau}{\tau - \sqrt{\gamma}}.$$

Нехай $r_1 = \min\limits_{p \in [p_1, p_0]} \frac{z^2(p) e^{\alpha p}}{1 + \alpha p} > 0$. Тоді оцінка (21) має місце, якщо

$$\int_{\tau_1}^{\tau_0} \frac{d\tau}{\tau - \sqrt{\gamma}} > \frac{3\sigma}{r_1}. \qquad (23)$$

Поклавши в (23) $\sqrt{\gamma} = \tau_1 - \delta$, матимемо $\int_{\tau_1}^{\tau_0} \frac{d\tau}{\tau - \tau_1 + \delta} = \ln \frac{\xi + \delta}{\delta}$, де $\xi = \tau_0 - \tau_1$. Отже, нерівність (23) буде справедлива, коли $\delta < \frac{\xi}{e^{\frac{3\sigma}{r_1}} - 1}$. Таким чином, поклавши $\bar\gamma = (\frac{p_1}{z(p_1)} - \delta)^2$, маємо нерівність $\Psi(\bar\gamma) > 0$. Єдиний розв'язок рівняння (19) можна отримати тепер за допомогою ітераційного процесу Ньютона, взявши за початкове значення $\gamma_0 = \bar\gamma$, а j-те наближення γ_j обрахувати за формулою

$$\gamma_j = \gamma_{j-1} - \frac{\Psi(\gamma_{j-1})}{\Psi'(\gamma_{j-1})}, j = 1,2..., \qquad (24)$$

де $\Psi'(\gamma) = \int_{p_1}^{p_0} \frac{pz^3(p)dp}{(p^2 - \gamma z^2(p))^2}$. Інтеграли в виразах (24) можна обрахувати, наприклад, за формулою Сімпсона .

Розглянемо нарешті випадок $p_0 < p_1$, коли γ є розв'язком рівняння (15)

$$\Psi(\gamma) \equiv \int_{p_0}^{p_1} \frac{pz(p)dp}{\gamma z^2(p) - p^2} - \sigma = 0. \qquad (25)$$

Цього разу повинна виконуватись нерівність $\sqrt{\gamma} > \frac{p_1}{z(p_1)}$. Оскільки

$$\Psi'(\gamma) = -\int_{p_0}^{p_1} \frac{pz^3(p)dp}{(\gamma z^2(p) - p^2)^2} < 0,$$

то $\Psi(\gamma)$ – монотонно спадна функція від γ. Очевидно, при достатньо великих значеннях γ маємо $\Psi(\gamma) < 0$, тому для доведення існування розв'язку рівняння (25) достатньо вказати таке $\gamma = \gamma_1$, що $\Psi(\gamma_1) > 0$. Оскільки $\omega(p) = \frac{p}{z(p)}$ монотонно зростає, маємо нерівність

$$\int_{p_0}^{p_1} \frac{pz(p)dp}{\gamma z^2(p) - p^2} > \frac{\omega(p_0)}{\sqrt{\gamma} + \omega(p_0)} \int_{p_0}^{p_1} \frac{z(p)dp}{\sqrt{\gamma} z(p) - p}, \qquad (26)$$

звідки випливає, що

$$\Psi(\gamma) > \frac{\omega(p_0)}{\sqrt{\gamma}+\omega(p_0)}\int_{p_0}^{p_1}\frac{z(p)dp}{\sqrt{\gamma z(p)-p}} - \sigma. \quad (27)$$

Отже, досить взяти $\sqrt{\gamma_1}$ так, щоб було

$$\frac{\omega(p_0)}{\sqrt{\gamma_1}+\omega(p_0)} I > \sigma, \quad (28)$$

де $I = \int_{p_0}^{p_1}\frac{z(p)dp}{\sqrt{\gamma z(p)-p}}$. Покладаючи $\tau = \omega(p)$, маємо, як і раніше,

$$I = \int_{\tau_0}^{\tau_1}\frac{z^2(\phi)e^{\alpha\phi}}{1+\alpha\phi}\frac{d\tau}{\sqrt{\gamma_1-\tau}} > r_1\int_{\tau_0}^{\tau_1}\frac{d\tau}{\sqrt{\gamma-\tau}},$$

де $r_1 = \min_{p\in[p_0,p_1]}\frac{z^2(p)e^{\alpha p}}{1+\alpha p}$, $\tau_0 = \omega(p_0)$, $\tau_1 = \omega(p_1)$. Тепер нерівність (28) зводиться до нерівності

$$\frac{\tau_0 r_1}{\sqrt{\gamma_1}+\tau_0}\int_{\tau_0}^{\tau_1}\frac{d\tau}{\sqrt{\gamma_1-\tau}} > \sigma. \quad (29)$$

Покладемо $\sqrt{\gamma_1} = \tau_1 + \delta$, тоді досить розв'язати рівняння відносно $\delta > 0$

$$\frac{\tau_0 r_1}{2\tau_1+\delta}\int_{\tau_0}^{\tau_1}\frac{d\tau}{\tau_1+\delta-\tau} = 1.5\sigma. \quad (30)$$

Покладемо $\xi = \tau_1 - \tau_0$. Тоді останнє рівняння записується у вигляді

$$\frac{\xi+\delta}{\delta} = exp(\frac{1.5\sigma}{\tau_0 r_1}(2\tau_1+\delta)). \quad (31)$$

З поведінки функцій від δ, що стоять у лівій і правій частині (31), очевидно, що рівняння (31) має єдиний розв'язок $\delta = \delta_1$, і тоді шукане $\gamma_1 = (\tau_1+\delta_1)^2$. Оскільки $\Psi'' > 0$, функція $\Psi(\gamma)$ є монотонно спадна і опукла, так що існує єдиний розв'язок рівняння (25).

Для його обчислення доцільно застосувати метод Ньютона, взявши за початкову точку $\gamma_0 = \gamma_1$. Тому нам бажано знайти достатньо точно наближений розв'язок рівняння (31). Для цього знову застосуємо метод Ньютона. Перепишемо (31) у вигляді

$$\chi(\delta) \equiv \delta\, exp(\frac{1.5\sigma}{\tau_0 r_1}(2\tau_1+\delta)) - \xi - \delta = 0. \quad (32)$$

Очевидно, що $\chi(\delta)-$ опукла функція . Для реалізації процесу Ньютона потрібно знайти таке δ_0, що $\chi(\delta_0) > 0$. Достатньо знайти таке δ_0, щоб було

$$\delta_0(1+\frac{1.5\sigma}{\tau_0 r_1}(2\tau_1+\delta_0)) - \xi - \delta_0 = 0. \quad (33)$$

Очевидно, квадратне рівняння (33) має один додатний корінь, а саме:

$$\delta_0 = \sqrt{\tau_1^2 + \frac{\xi\tau_0 r_1}{1.5\sigma}} - \tau_1. \quad (34)$$

Нехай $\delta_{0,0} = \delta_0$, а

$$\delta_{0,j} = \delta_{0,j-1} - \chi(\delta_{0,j-1}) \big/ \chi'(\delta_{0,j-1}),\ j = 1,2...$$

Тоді після кількох ітерацій ми отримаємо $\delta_{0,j}$ таке, що $\bar{\gamma} = (\tau_1 + \delta_{0,j})^2$ буде задовольняти нерівність $\Psi(\bar{\gamma}) > 0$. Тепер розв'язок рівняння (25) обраховуємо за ітераційним процесом Ньютона (24), покладаючи $\gamma_0 = \bar{\gamma}_1$.

3. На закінчення розглянемо приклади визначення забійного тиску p_0 в свердловині за виміряним на гирлі свердловини тиском p_1 і дебітом Q, а також визначення дебіту Q при відомих тисках p_1, p_0. На основі вищенаведених алгоритмів було розроблено комп'ютерну програму для розв'язування цих задач. Як і в [2], беремо такі геофізичні параметри свердловини: L=1000 м, D=21.6 см, $\lambda = 0.023$,

$$T_г = 291K^\circ,\ T_з = 305K^\circ$$

Таблиця 1

Q	5	50	100	500	1000
p_0	97.03817	97.037267	97.034527	96.946829	96.672215
Q	2000	3000	4000	5000	6000
p_0	95.565167	93.688401	90.989964	87.386775	82.749811

Таблиця 2

p_0	97.03817	97.037267	97.034527	96.946829	96.672215
Q	5.116108	49.986881	100.004784	500.001121	1000.00052
p_0	95.565167	93.688401	90.989964	87.386775	82.749811
Q	1999.99968	2999.99992	4000.00012	5000.00003	5999.99993

$T_c = 190.55K^{\circ}$, $p_c = 46.95ат$, $\bar{p} = 0.56$,

$p_1 = 90ат$.

При цих значеннях вказаних параметрів виявляється, що

$$p_0^* = 97.03818\text{, а}$$

$$\sigma = 0.0642051, \alpha = 0.00449, \beta = 0.00213.$$

В таблиці 1 подано значення забійного тиску p_0, відповідного ряду вибраних значень дебіту $Q(10^3\, м^3/добу)$.

Ці результати отримано за алгоритмами, вказаними в п.2. Далі за вихідні дані беремо $p_1 = 90$ і p_0, отримані в таблиці 1. На основі алгоритмів, вказаних в п.3, отримуємо відповідні значення дебіту Q. Ці дані наведено в таблиці 2.

Як видно з цих таблиць, результати дуже добре узгоджуються між собою.

Література

1. Марковський А.І. Стаціонарна течія газу в вертикальній свердловині при великих тисках, 1. Науковий вісник ІФНТУНГ. - N 1(5). - 2003, с.25-28.
2. Марковський А.І. Стаціонарна течія газу в вертикальній свердловині при великих тисках,2. Науковий вісник ІФНТУНГ. - N 2(6). - 2003.
3. Латонов В.В., Гуревич Г.Р.. Расчет коэффициента сжимаемости природных газов // Газовая промышленность, 1969. - № 2. - С.7-9.
4. Инструкция по комплексному исследованию газовых и газоконденсатных пластов и скважин, / Под ред.Г.А.Зотова и З.С.Алиева.- М.: Недра,1980. - 300с.

НОРМАТИВНІ АКТИ ТА СТАНДАРТИЗАЦІЯ

Постановою Кабінету Міністрів України від 16 листопада 2002 р. №1747 затверджено "Правила охорони магістральних трубопроводів".

За матеріалами Енергетичного бюлетня "Газ і нафта". – 2002. – №12.

Правова система охорони інтелектуальної власності започаткована в Україні 1992 року. З моменту проголошення незалежності України Департаментом Інтелектуальної власності прийнято рішення на видачу патентів на винахід більше ніж 50 тис. заявок.

За матеріалами журналу "Інтелектуальна власність". – 2002. – №1.

НАУКОВО-ВИРОБНИЧІ ВИДАННЯ УКРАЇНИ

У видавництві "Факел" Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу готується до друку монографія Горбійчука М.І., Семенцова Г.Н. "Оптимізація процесу буріння глибоких свердловин". Публікація запланована на II квартал 2004 року.

В монографії комплексно вирішені питання математичного моделювання, ідентифікації параметрів моделі, виявлення зміни умов буріння, оптимального керування та відпрацювання доліт як за опорами, так і за озброєнням, які в цілому розв'язують значну наукову та прикладну проблему в галузі спорудження глибоких нафтових та газових свердловин. Розроблені методи та синтезовані алгоритми оптимального керування дають можливість досягти вищих технікоекономічних показників та безаварійно бурити свердловини в умовах апріорної невизначеності.

Основні результати праці знайшли промислове впровадження на бурових підприємствах України, а також в учбовому процесі. Призначена для наукових працівників, спеціалістів інженерно-технологічних служб та підприємств буріння, аспірантів та студентів нафтових університетів. Монографія друкується за рекомендацією вченої ради Івано-Франківського національного технічного університету та Міністерства освіти і науки України.

ДЕ В УКРАЇНІ МОЖНА ВІДКРИТИ НАЙБЛИЖЧИМ ЧАСОМ ПОКЛАДИ НАФТИ І ГАЗУ?

Сьогодні підготовленими до пошукового буріння слід вважати 4 структури, які б відповідали вимогам комерційної рентабельності і можливості їх розвідки наявними в Україні технікою і технологіями: в Східному регіоні – Будівська і Підкаменна структура і в Південному – Пташкінська та Самарлинська.

За матер. журн. "Нафта України". – 2003. – №2.

КОЛИ ВИЧЕРПАЮТЬСЯ СВІТОВІ ЗАПАСИ НАФТИ?

Прогнози неминучого вичерпання нафти в світі є такими ж старими, як і нафтова індустрія, і не припиняються і сьогодні. Історія показує, що 60% світових запасів нафти знаходяться у декількох нафтових родовищах, відкритих ще до 1970 року. Приріст нафтовидобутку з 1960 по1970 рік складав щорічно 7,6 %, а в 1973-2000 р. – 2,5 % в рік. Відсоток приросту понижується і очікується, що найнижчий приріст – 1% буде в 2003-2015 р.

За матер. журн. "Нафта України". – 2003. – №5.