

ОЦІНКА ВПЛИВУ ТЕМПЕРАТУРИ НА ЗМІНУ СТАНУ ГІРСЬКИХ ПОРІД НАВКОЛО СТОVBУРА СВЕРДЛОВИНИ

Д.Ю.Мочернюк (ДУ "Львівська політехніка", Львів)

Б.М.Малярчук (ДК "Укргазвидобування", Київ)

О.Б.Марцінків (ІФНТУНГ, Івано-Франківськ)

Оскільки викликане процесом буріння природне температурне поле створює на стінках свердловини двовісний деформований стан, то колові та осьові термічні напруження залежать тільки від фізико-технічних характеристик і температури матеріалу гірських порід, але від геометричних розмірів стовбура свердловини не залежать. Плоский напружений стан стискання двома взаємоперпендикулярними і рівними за величиною термічними напруженнями не створює на стінках свердловини дотичних напружень, тому перехід матеріалу гірських порід у пластичний стан або зруйнований стан неможливий.

Труднощі оцінки опору гірських порід тепловому впливу навколо стовбура свердловини полягають перш за все у тому, що цей опір залежить від коефіцієнта лінійного температурного розширення матеріалу, його модуля пружності, теплопровідності, а також від закономірності розподілу температурного поля, стану поверхні, властивостей оточуючого середовища тощо.

Насамперед візьмемо до уваги, що у твердих тілах при їхньому термічному розширенні роль внутрішнього тиску відіграють октаедричні (середні) напруження, а роль об'єму беруть на себе деформації.

Об'ємний закон Гука при термічному розширенні записується у вигляді [1, 3]

$$\theta = \frac{P_0}{k}, \quad (1)$$

де: $\theta = \alpha_v \Delta T$ – відносна температурна зміна об'єму матеріалу;

α_v – середній коефіцієнт об'ємного термічного розширення тіла в інтервалі температур ΔT ;

k – модуль об'ємної деформації;

P_0 – октаедричне напруження, яке при термічному розширенні визначається, як середня величина головних напружень $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma$ при об'ємному напруженому

As the natural temperature field, caused by the drilling process, creates the deformed state on the walls of the well, the circle and axis thermal characteristics of the tension depend only on the physical and thermal characteristics but and they don't depend on the rock temperature and geometrical of the hole. The flat (plane) state of the pressure caused by two mutually perpendicular and equally sized thermal tension does not form touching tensions on the walls of the hole. That is why the transition of the rock material into plastic or destructed state is not possible.

стані у вигляді
$$P_0 = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} = \frac{\sigma}{3}.$$

Таким чином, закон Гука (1) переписується у вигляді аналогу до внутрішнього тиску

$$P_0 = k \alpha_v \Delta T. \quad (2)$$

На підставі (2) констатуємо, що температурні напруження залежать лише від фізико-термічних характеристик матеріалу, тобто від добутку $k \alpha_v$ і від градієнта температури ΔT , але від геометричних розмірів тіла не залежать. Якщо матеріал однорідний і температура по всьому об'єму тіла однакова, тоді температурні деформації всередині тіла нічим не обмежені і температурних напружень не спричиняють. Температурні напруження можуть виникати лише тоді, коли матеріал неоднорідний за температурними коефіцієнтами об'ємного розширення або внаслідок нерівномірності розподілу температурного поля по об'єму, а також за умови зовнішнього обмеження температурних деформацій по поверхні тіла.

Отже, температурні напруження завжди задані температурною деформацією, тому нерівномірні температурні поля, на відміну від рівномірних, можуть супроводжуватися зміною температурних напружень.

Оскільки осадові гірські породи складені з конгломерату цементованих між собою частинок мінералів з різними фізико-термічними характеристиками, то очевидно, що навіть при рівномірних температурних полях всередині пластів гірських порід завжди є об'ємні температурні напруження. Циклічна зміна температури може прискорювати структурні перетворювання матеріалу і його руйнування. Наприклад, вплив атмосферних циклів температур на руйнування оголених поверхонь скельних гірських порід тощо.

З вищевикладеного очевидно, що явище температурного руйнування гірських порід викликане не тільки температурою, але й неоднорідністю структурних складових і анізотропією їхнього теплового розширення та інших властивостей на стиках зерен або блоків зерен, з яких складаються мікро- і макрооб'єми тіла.

Зупинимося на розгляді ще маловивченої проблеми, як саме впливає зміна режиму температурного поля Землі навколо стовбура свердловини на поведінку гірських порід на стінках свердловини.

У свердловині радіусом $r=a$ (рис. 1) відбувається циркуляція бурового розчину у кільцевому просторі поза колоною бурильних труб, знизу вверх. Процес передачі теплоти Q при взаємодії рухомої рідини зі стінкою свердловини називають тепловіддачею, а якщо теплота від одного теплоносія до іншого передається через якусь розділяючу перегородку, то такий складний процес називається теплопередачею.

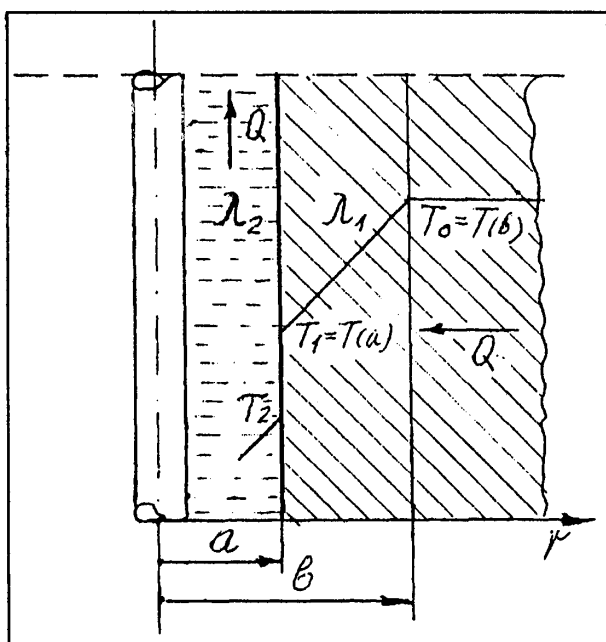


Рисунок 1 – Схема процесу тепловіддачі пласта навколо свердловини при циркуляції бурового розчину у кільцевому затрубному просторі

При переході теплового потоку із стінки свердловини з коефіцієнтом теплопровідності λ_1 у буровий розчин з коефіцієнтом теплопровідності λ_2 супроводиться стрибком температури від T_0 до T_2 (рис. 1). Якщо температура пласта до початку буріння свердловини мала якесь числове значення T_0 , то після пронизування пласта свердловиною температура внаслідок тепломасопереносу буровим розчином знижується до значення T_1 і зазнає стрибкоподібної зміни до T_2 (рис. 2) [2].

Процес передачі теплоти через міжфазну поверхню, між стінками свердловини і буровим розчином, відбувається внаслідок теплопровідності, яка у чистому вигляді зустрічається не часто. Між рухомими частинками бурового розчину і стінками свердловини теплота передається шляхом конвекції, причому конвекція завжди супроводжується теплопровідністю.

Очевидно, що під час охолодження стінок свердловини радіус b , який описує точку зміни усталеної температури пласта, буде зростати і залежатиме від часу циркуляції бурового розчину, який відбирає теплоту від пласта.

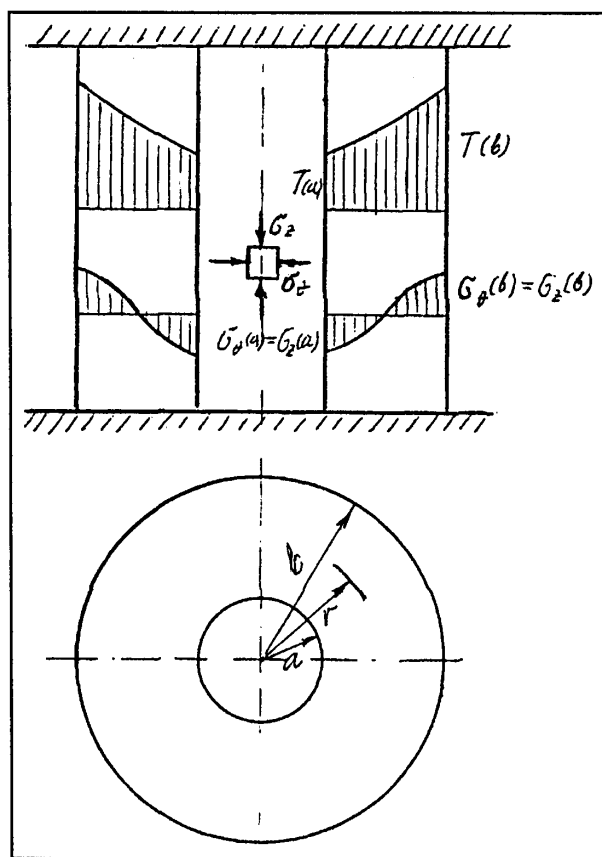


Рисунок 2 – Розрахункова схема до задачі, а також закономірності розподілу колових σ_θ і осьових σ_z термічних напружень при заданій величині різниці температур на внутрішній $T(a)$ і зовнішній $T(b)$ поверхнях товстостінного циліндра

Зміна режиму усталеного температурного поля навколо свердловини завдяки циркуляції бурового розчину становить окрему задачу, яка нами не розглядається.

Формування задачі. Розглянемо загальний випадок, коли товстостінний циліндр з будь-якого однорідного пружного матеріалу обмежений вздовж осі симетрії з абсолютно жорсткими площинами на торцях (рис. 2). Робиться припущення, що матеріал стінок циліндра пружний і ізотропний, тобто однорідний по всьому об'єму і має усталені фізико-термічні характеристики, тобто $\alpha = \text{const}$. Температурне поле навколо товстостінного циліндра, тобто свердловини, приймаємо змінним вздовж радіуса r , як показано на рис. 1.

Температурний режим збурення усталеного температурного поля Землі зумовлений циркуляцією бурового розчину (тепломасопереносом), що призводить до охолодження стінок свердловини.

Вплив теплопровідності та зміни стану міжфазної поверхні і властивостей оточуючого середовища не враховуємо, бо це окрема задача.

Для розв'язування сформульованої задачі застосуємо відомі з термомеханіки теоретичні положення і на цій підставі зробимо відповідну оцінку зміни стану гірських порід навколо стовбура свердловини.

У нашому випадку повинна виконуватись умова, що температурна деформація вздовж осі z обмежена, тобто $\epsilon_z = 0$ (рис. 2), тому від температурного розширення виникатиме осьове напруження $-\sigma_z$.

Таким чином, цей випадок стосується плоскої температурної деформації, коли модуль пружності набуває значення [1; 3; 4; 6]

$$E_0 = \frac{E}{1 - \nu^2}, \quad (3)$$

а коефіцієнт лінійного температурного розширення визначається величиною [1; 3; 4; 6]

$$\alpha_0 = \alpha(1 + \nu), \quad (4)$$

де E і ν – модуль Юнга і коефіцієнт Пуассона при лінійній деформації відповідно.

Радіальні σ_r та колові σ_θ температурні напруження у стінках товстостінного циліндра (рис. 2) при плоскій температурній деформації визначаються такими виразами, [1; 3; 4; 6]:

$$\sigma_r = -E_0 \left[F(b) \frac{b^2}{b^2 - a^2} \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) - F(r) \right]; \quad (5)$$

$$\sigma_\theta = -E_0 \left[F(b) \frac{b^2}{b^2 - a^2} \left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) + F(r) - \alpha_0 T \right]. \quad (6)$$

Осьові температурні напруження σ_z для нашого випадку визначаються формулою

$$\sigma_z = -E_0 \left[F(b) \frac{b^2}{b^2 - a^2} - \alpha_0 T \right], \quad (7)$$

де: a і b – внутрішній і зовнішній радіуси циліндра відповідно;

r – поточний радіус від осі свердловини, який охоплює простір в діапазоні $0 \leq r \leq \infty$;

$F(r)$ і $F(b)$ – символічне позначення таких інтегральних величин:

$$F(r) = \frac{1}{r^2} \int_a^b r_1 \alpha_0 T dr_1 = \frac{\alpha_0(r_1) T(r_1)}{2} \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right); \quad (8)$$

$$F(b) = \frac{1}{b^2} \int_a^b r_1 \alpha_0 T dr_1 = \frac{\alpha_0(r_1) T(r_1)}{2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right), \quad (9)$$

тут $a \leq r_1 \leq b$.

Тепер на підставі (5), (6) і (7) можна одержати формули для визначення температурних напружень на внутрішній $r=a$ і зовнішній $r=b$ поверхнях циліндра у вигляді

$$\begin{aligned} r = a, \sigma_r(a) = 0, \sigma_\theta(a) = \sigma_z(a) = \\ = -E_0 \left[F(b) \frac{b^2}{b^2 - a^2} - \alpha_0(a) T(a) \right]; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} r = b, \sigma_r(b) = 0, \sigma_\theta(b) = \sigma_z(b) = \\ = -E_0 \left[F(b) \frac{2b^2}{b^2 - a^2} - \alpha_0(b) T(b) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Якщо тепер підставимо значення для $F(b)$ із (9) у (10) і (11), то одержимо

$$\begin{aligned} r = a, \sigma_r(a) = 0, \sigma_\theta(a) = \sigma_z(a) = \\ = -E_0 [\alpha_0(r_1) T(r_1) - \alpha_0(a) T(a)]; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} r = b, \sigma_r(b) = 0, \sigma_\theta(b) = \sigma_z(b) = \\ = -E_0 [\alpha_0(r_1) T(r_1) - \alpha_0(b) T(b)]. \end{aligned} \quad (13)$$

Для з'ясування фізичного змісту цих рівнянь визначимо середню температуру, а точніше середню температурну деформацію циліндра

$$(\alpha_0 T)_{\text{сеп}} = \frac{1}{A} \int_A \alpha_0 T dA = \frac{2\pi}{\pi(b^2 - a^2)} \int_a^b r \alpha_0 T dr, \quad (14)$$

де A – площа поперечного перерізу циліндра.

Після інтегрування (14) з урахуванням (9) остаточно одержуємо, що

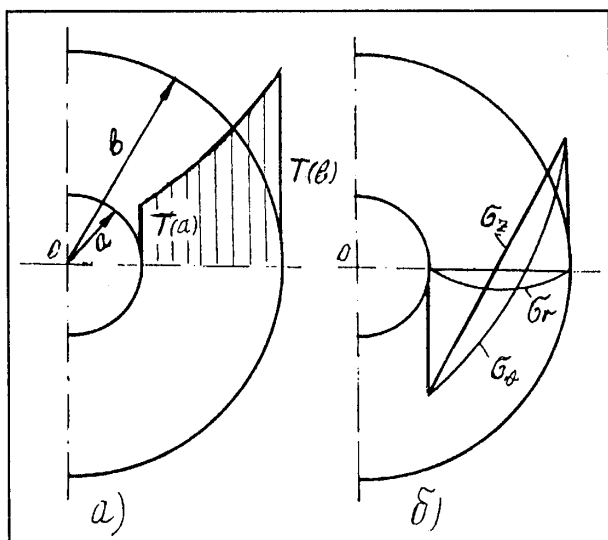
$$(\alpha_0 T)_{\text{сеп}} = \frac{2b^2}{b^2 - a^2} F(b) = \alpha_0(r_1) T(r_1). \quad (15)$$

Тепер формули (12) і (13) з урахуванням (15) набувають такого вигляду:

$$r = a, \sigma_r(a) = 0, \sigma_\theta(a) = \sigma_z(a) = -E_0 [(\alpha_0 T)_{cep} - \alpha_0(a)T(a)]; \quad (16)$$

$$r = b, \sigma_r(b) = 0, \sigma_\theta(b) = \sigma_z(b) = -E_0 [(\alpha_0 T)_{cep} - \alpha_0(b)T(b)]. \quad (17)$$

На підставі (16) і (17) констатуємо, що температурні напруження на граничних циліндричних поверхнях пропорціональні температурі, а також модулю пружності E_0 і коефіцієнту лінійного розширення α_0 . Тобто, температурні напруження залежать лише від фізико-термічних характеристик матеріалу і температури, але зовсім не залежать від геометричних розмірів циліндра. Схема розподілу окружних, радіальних і осьових напружень у товстостінному циліндрі показана на рис. 3. Закономірність розподілу температурних напружень по висоті товстостінного циліндра показана графічно на рис. 2.



а) закономірність розподілу температури;
б) закономірність розподілу термічних напружень

Рисунок 3 – Закономірність розподілу радіальних σ_r , колових σ_θ і осьових σ_z термічних напружень по товщині стінки товстостінного циліндра

На підставі викладеного констатуємо, що на стінках товстостінного циліндра при $r=a$ (рис. 2) виникає плоский напружений стан, у якому окружні і осьові температурні напруження діють з від'ємним знаком, тобто здійснюють двовісне стискання, при якому дотичні напруження відсутні. Таким чином, температурні напруження не можуть самі собою спричинювати ні пластичного стану, ні крихкого руйнування матеріалу.

Тепер розповсюдимо одержані вище висновки на реальну свердловину, утворену шляхом пронизування геологічних пластів гірських порід з різними фізико-термічними характеристиками.

Якщо розглядати будь-який пласт гірських порід висотою ℓ , то можна вважати, що як підшва, так і покрівля жорстко обмежують пласт від можливості осьової температурної деформації так само, як це прийнято при формуванні задачі (рис. 2). Оскільки температурні напруження від геометричних розмірів циліндра не залежать, то очевидно, що висновки, зроблені вище, можна поширити на всі ті відрізки стовбура свердловини, які пронизують більш менш однорідні пласти за своєю геологічною будовою і фізико-термічними характеристиками.

З метою оцінки абсолютних величин термічних напружень $\sigma_\theta(a) = \sigma_z(a)$ розглянемо конкретний приклад, наближений до реальної картини у глибоких свердловинах.

Прийmemo, що температура на стінці свердловини при $r=a$ (рис. 1) рівна $T_1 = T(a) = 60^\circ\text{C}$, а температура пласта $T_0 = T(b) = 100^\circ\text{C}$. Тоді середнє значення температури $T_c = 80^\circ\text{C}$. Середні значення величин модуля Юнга для гірських порід наближено прийmemo $E_0 = 0,75 \cdot 10^5$ мПа, середнє значення коефіцієнта Пуассона $\nu = 0,25$, а середню величину коефіцієнта лінійного розширення гірських порід прийmemo $\alpha_0 = 3,5 \cdot 10^{-5}$ $1/^\circ\text{C}$ [2; 5].

Після підстановки вказаних числових величин у формули (16) і (17) отримаємо, що середня величина термічних напружень $\sigma_\theta(a) = \sigma_z(a) = -53$ мПа, а максимальні значення вказаних термічних напружень не перевищують $\sigma_\theta(a) = \sigma_z(a) = -100$ мПа. Оскільки ці головні термічні напруження створюють взаємоперпендикулярні стискання елемента матеріалу, але дотичних напружень не викликають, то термічні напруження не можуть створювати пластичного стану або руйнування гірських порід.

З величиною термічних напружень треба рахуватися при бурінні свердловин, коли в локальних мікро і макрооб'ємах будови пластів осадкових гірських порід є включення різноманітних частинок мінералів з різними величинами коефіцієнтів лінійного розширення і модулями Юнга, відмінними від коефіцієнта лінійного розширення і модуля Юнга цементуючої речовини, тоді при усталеному температурному полі всередині масиву є так звані залишкові напруження, які можуть істотно полегшувати процес руйнування гірських порід в процесі буріння долотами.

Викладене вище дає підстави зробити такі практичні висновки.

Оскільки викликане процесом буріння рівномірне температурне поле Землі створює на стінках глибокої свердловини двовісний напружений стан, то окружні і осьові термічні напруження залежать тільки від фізико-термічних характеристик і температури мате-

ріалу гірських порід, але від геометричних розмірів стовбура свердловини не залежать. Двовісний напружений стан стискання елемента матеріалу на стінках свердловини не створює дотичних напружень і тому перехід матеріалу у пластичний або зруйнований стан практично неможливий.

Неоднорідність осадкових гірських порід, складених з різноманітних частинок мінералів, скріплених між собою цементуючою речовиною, спричинює до того, що під дією рівномірного температурного поля у локальних мікро- і макрооб'ємах геологічного пласта виникатимуть температурні напруження за рахунок різниці фізико-термічних характеристик неоднорідних матеріалів. Такі локальні термічні напруження, що мають назву залишкових, полегшують руйнування гірських порід долотом під час буріння зі збільшенням глибини свердловини і, зокрема, там, де є високий геотермічний градієнт температури по глибині залягання гірських порід.

Література

1. Биргер И.А., Мавлютов Р.Р. Сопротивление материалов. – М.: Наука, 1986. – 560 с.
2. Есьман Б.И., Габузов Г.Г. Термогидравлические процессы при бурении скважин. – М.: Недра, 1991. – 216 с.
3. Коваленко А.Д. Основы термоупругости. – К.: Наукова думка, 1970. – 307 с.
4. Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В.В. Справочник по сопротивлению материалов. – К.: Наук. думка, 1988. – 736 с.
5. Ржевский В.В., Новик Г.Я. Основы физики горных пород. – М.: Недра, 1967. – 288 с.
6. Справочник машиностроителя. Т.3 / Под ред. акад. С.В.Серенсена. – М.: Гостехиздат машиностроительной литературы, 1962. – 651с.
7. Тимошенко С.П. Курс теории упругости / Под ред. Э.И.Григолюка. – К.: Наук. думка, 1972. – 505 с.

УДК 622. 242

ВИБІР ОПТИМАЛЬНОГО ПЕРЕДАВАЛЬНОГО ЧИСЛА ПРИВОДА БУРОВОЇ УСТАНОВКИ

Б.Д.Малько (ІФНТУНГ, Івано-Франківськ)

Одержані залежності часу підймання колони труб на довжину однієї свічі від передавального числа привода і талевої системи. Виведено рівняння для оптимальної швидкості руху талевого блока.

Зменшити час на виконання СПО можна методом оптимального вибору передавального числа привода. Неправильно вибрані передавальні числа стають причиною зниженої порівняно з проектною продуктивності механізмів, перенавантаження двигунів і т.д. Пояснюється це таким чином. При передавальному числі, більшому від оптимального, швидкість руху талевого блока мала і не забезпечує заданої продуктивності. Якщо передавальне число менше від оптимального, то збільшується швидкість усталеного руху механізмів підйимального комплексу, але разом з тим зростають зведений момент інерції мас привода і навантаження на двигуни, збільшується час розгону системи. Загальний час циклу підймання талевого блока може зрости. Тільки оптимальні передавальні числа і швидкості механізмів забезпечують задану продуктивність.

Тахограма підймання талевого блока

The dependence of raising time of pipe string for the length of one pipe setback from the drive gear ratio and tackle system ratio have been received. The equation for the optimal speed of tackle block movement has been derived.

може бути трикутною або трапецеподібною. Трикутна тахограма є двоперіодною – період розгону t_p і період гальмування t_r . В трапецевидній тахограмі є три періоди – розгону t_p , усталеного руху t_y , гальмування t_r . Розглянемо послідовно кожен тахограму.

В трикутній тахограмі час підймання талевого блока складає

$$T = t_p + t_r. \quad (1)$$

Тривалість періодів розгону t_p і гальмування t_r визначаємо із рівняння руху

$$(m_{\Pi} + m_K) \ddot{S} = F_p - Q, \quad (2)$$

де: m_{Π} – зведена до талевого блока маса привода, барабана лебідки і талевої системи;
 m_K – маса талевого блока і колони труб;
 F_p – зведена сила привідних двигунів;
 Q – вага талевого блока і труб.

Значення зведених мас і сил визначаємо за формулами