

# РОЗВІДУВАЛЬНА ТА ПРОМИСЛОВА ГЕОФІЗИКА

УДК 550. 832:622

## ВИКОРИСТАННЯ ТЕРМОАКТИВАЦІЙНОГО КАРОТАЖУ ПІД ЧАС КОНТРОЛЮ ЗА ОБВОДНЕННЯМ НИЗЬКОДЕБІТНИХ НАФТОВИХ ПЛАСТІВ

*І.О.Федак, В.А.Старостін*

*ІФНТУНГ, 76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел. (03422) 42056,  
e-mail: geophys@nuing.edu.ua*

*Під час контролю обводнення продуктивних пластів дослідники стикаються з проблемою низької мінералізації пластових вод, а також малих дебітів флюїдів у свердловинах, що знижує ефективність застосування геофізичних методів. Пропонується для контролю обводнення низькодебітних нафтових свердловин проводити дослідження теплопровідності продуктивних пластів у динамічному режимі, штучно активуючи (підвищуючи інтенсивність) теплове поле. Диференціація теплопровідності при використанні динамічного режиму підвищує достовірність досліджень нафто- і водонасичених пластів для виділення обводнених інтервалів*

Ключові слова: термокаротаж, обводнення, теплопровідність, гірська порода, нафтонасичення, керн, дослідження.

*При контроле обводнения продуктивных пластов исследователи сталкиваются с проблемой низкой минерализации пластовых вод, а также малых дебитов флюидов в скважинах, что снижает эффективность применения геофизических методов. Предлагается для контроля обводнения низкодебитных нефтяных скважин проводить исследования теплопроводности продуктивных пластов в динамическом режиме, искусственно активизируя (повышая интенсивность) тепловое поле. Дифференциация теплопроводности при использовании динамического режима повышает достоверность исследований нефте- и водонасыщенных пластов для выделения обводненных интервалов.*

Ключевые слова: термокаротаж, обводнение, теплопроводность, горная порода, нефтенасыщение, керн, исследования.

*In the process of pay beds water encroachment control investigators face the problem of low salinity brine oil field water as well as the problem of low production rate of well fluids which decrease the efficiency of well logging methods application. In the article it is also suggested carry out heat conductivity researches of pay beds in a dynamic mode for water encroachment control of low rate oil wells artificially activating (by increasing intensification thermal field. Heat conductivity differentiation in using dynamic state increases the investigation correspondence of oil and water saturated beds for singling out water encroachment ranges.*

Keywords: thermal logging, water encroachment; heat conductivity; rock; oil saturation; core; research.

Ефективність вилучення нафти на завершальній стадії розробки родовища знижується у разі виникнення випереджуючого обводнення продуктивних пластів. Для визначення інтервалів обводнення застосовують комплекс методів геофізичних досліджень свердловин – нейтронний каротаж та термокаротаж. В умовах низьких концентрацій солей у пластових водах більшості нафтових родовищ Криму і, зокрема, Семенівського нафтового родовища, використання методу нейтронного каротажа неможливе. Окрім того, малі дебіти роботи нафтових свердловин на завершальній стадії розробки родовища значно знижують ефективність методу термокаротажу під час дослідження па-

раметрів теплового поля, яке виникає унаслідок ефекту Джоуля-Томпсона. У статті розглядається можливість застосування методу термоактиваційного каротажу для визначення інтервалів обводнення, який полягає у дослідженні в динамічному режимі теплового поля, створеного у свердловині за допомогою штучного джерела.

Термокаротаж розв'язує дуже великий спектр задач з дослідження процесу експлуатації свердловин за температурними аномаліями, пов'язаними з рухом рідини у свердловині, яка порушує температурний баланс та є джерелом інформації під час оцінювання інтервалу поступлення води і нафти. Але у малодебітних

свердловинах Семенівського нафтового родовища ефективність методу термометрії знаходиться на межі чутливості апаратури, тому дуже важко провести інтерпретацію теплових аномалій.

Під час проведення інтерпретації результатів термокаротажу, як правило, використовують тільки значення температури і форму аномалії, що не повністю розкриває можливості методу. У випадку дослідження температурних характеристик у динамічному режимі, можна вимірювати процес теплообміну.

Наша робота спрямована на дослідження можливостей використання штучно активованого теплового поля для вивчення температуропровідності продуктивних пластів з метою контролю за їх обводненням.

Використання термометричних досліджень свердловин з метою визначення теплофізичних властивостей порід та інтервалів обводнення продуктивних покладів значною мірою залежить від петрофізичних властивостей порід-колекторів і характеру насичення порового простору.

Наявність у гірських породах порового простору, заповненого флюїдом, сповільнює процес передачі тепла, оскільки він залежить від кондуктивної теплопередачі тепла у мінералах скелету та на контактах зерен скелету породи на межі розділу скелету і порового простору та конвективної теплопередачі у флюїді, який заповнює поровий простір.

Структура порового простору впливає на теплофізичні властивості породи. Так, для конгломератів, гравелітів, пісковиків спостерігається закономірність: зменшення теплопровідності ( $\lambda$ ) відбувається зі зменшенням розмірів зерен [1]. Але за умови  $l_{\phi} \ll d_3$  (де  $l_{\phi}$  – довжина вільного пробігу фонона – кванта теплового поля коливань кристалічної ґратки з енергією  $E \approx 6,6 \times 10^{-21}$  Дж;  $d_3$  – діаметр зерен), коефіцієнт теплопровідності не залежить від розмірів зерен, а залежить від теплофізичних властивостей скелету. Для врахування мінливості величини теплопровідності порід необхідно досліджувати природу чинників, що зумовлюють диференціацію  $\lambda$ . Такі дослідження не завжди можна провести на кожній свердловині через відсутність лабораторних досліджень керна. Тому для дослідження впливу флюїдонасиченості породи-колектора на теплопровідність продуктивних відкладів необхідно враховувати їх ідентичність за параметрами структури порового простору.

Залежність теплопровідності порід-колекторів від пористості та водонасиченості мають протилежний характер. При зростанні пористості коефіцієнт теплопровідності зменшується, а зростання водонасиченості порового простору призводить до збільшення теплопровідності. В роботі [2] показано, що зв'язок теплопровідності сухих і водонасичених зразків породи характеризується високою щільністю ( $R=0,7$ ). За результатами лабораторних досліджень [2] нами проведено аналіз зв'язку теплопровідності

зразків сухої і водонасиченої порід з врахуванням фільтраційно-ємнісних властивостей.

Колекція зразків поділена на три частини за зростанням коефіцієнта проникності. На рис. 1, а наведено залежність для першої групи зразків, де проникність змінюється в межах від  $0,01 \times 10^{-3}$  мкм<sup>2</sup> до  $9,6 \times 10^{-3}$  мкм<sup>2</sup>; видно, що коефіцієнт кореляції збільшився.

На рис. 1, б, в зображено залежності для другої і третьої частин колекції і вказано межі зміни коефіцієнта проникності. Спостерігається зростання коефіцієнтів кореляції до  $R=0,83$  і  $R=0,85$ , відповідно. Зростання коефіцієнта кореляції спостерігається зі збільшенням коефіцієнта проникності, тобто для зразків високої проникності ( $33 \times 10^{-3}$  ÷  $442 \times 10^{-3}$  мкм<sup>2</sup>) зв'язок коефіцієнта теплопровідності сухих і водонасичених зразків характеризується більшою щільністю. Такий зв'язок зумовлений зміною будови порового простору. Зі збільшенням коефіцієнта проникності, збільшується просвіт порового простору, тобто рух рідини стає вільним, що, в свою чергу, обумовлює збільшення коефіцієнта теплопровідності. Для виділених груп порід нами проведено дослідження зв'язку теплопровідності сухих зразків з об'ємом порового простору, які вказують на низькі коефіцієнти кореляції. Тобто на зв'язок  $\lambda$  і  $K_n$  впливають інші чинники, що характеризують будову скелета породи.

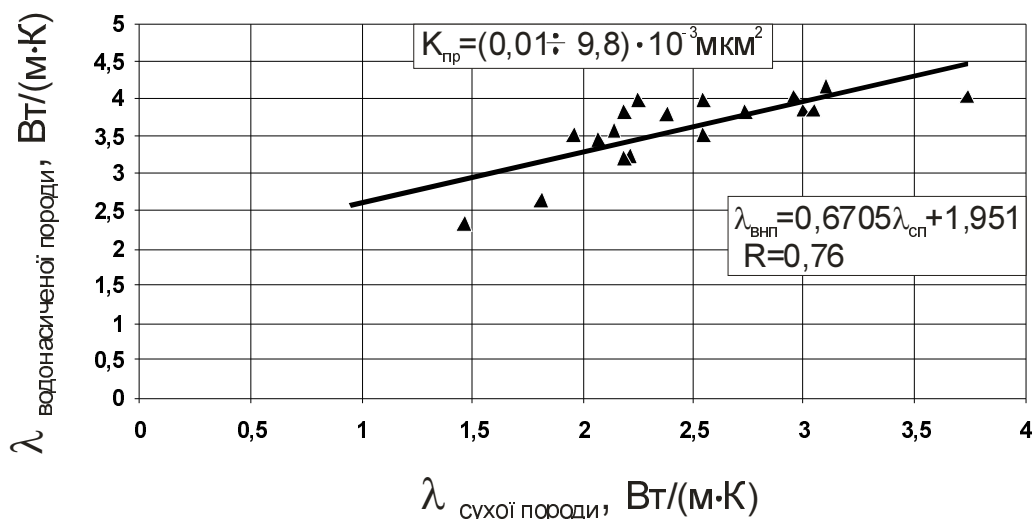
Встановлений зв'язок теплопровідності сухих і вологих порід з проникністю вказує на домінуючий вплив структури порового простору на процес переносу тепла у породи-колекторі, де поровий простір насичений водою.

Дослідимо зв'язок теплопровідності з пористістю. Для розглянутої колекції зразків співставимо коефіцієнт теплопровідності з об'ємом порового простору. У загальному, зв'язок характеризується низькою щільністю ( $R=0,48$ ) (рис. 2(а)), що вказує на різні теплофізичні властивості мінерального скелету і цементної породи, які входять до колекції. Виділімо зразки з глинисто-карбонатним і карбонатно-глинистим цементом і розглянемо залежність  $\lambda_{\text{сх}}$  від  $K_n$ . У верхній частині рис. 2, б зображено графік  $\lambda_{\text{сх}} = f(K_n)$  для порід з карбонатно-глинистим цементом, а в нижній частині – для порід з глинисто-карбонатним цементом. Перша залежність характеризує зразки підвищеною теплопровідністю, що зумовлено покращенням щільності контакту карбонатним цементом. Для другої залежності відмічається нижча теплопровідність за рахунок збільшення глинистої фракції.

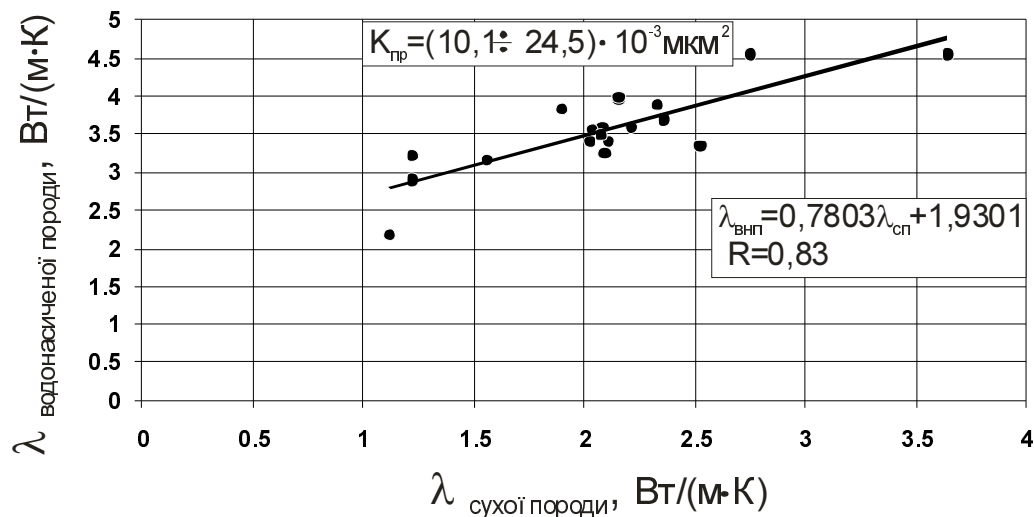
Розглянемо взаємозв'язки фізичних полів електричного каротажу і термокаротажу, що дасть змогу встановити аналогію використання термометрії і електрометрії для виділення міжфлюїдних контактів.

Аналіз законів Фур'є і Ома свідчить про їх подібність. Закон передачі тепла крізь гірську породу описується рівнянням:

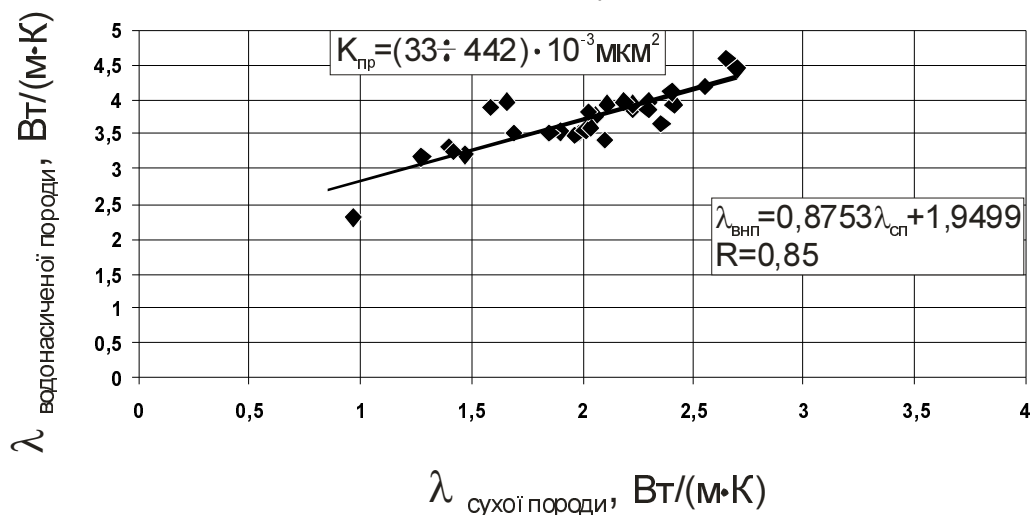
$$q = \frac{dQ}{d\tau} = \lambda S \frac{dt}{dx}, \quad (1)$$



а)

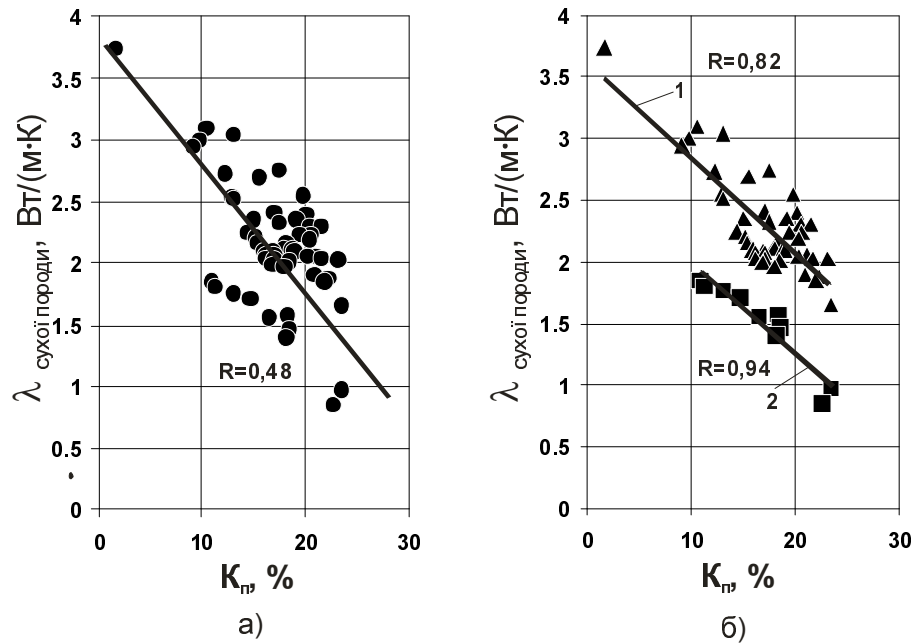


б)



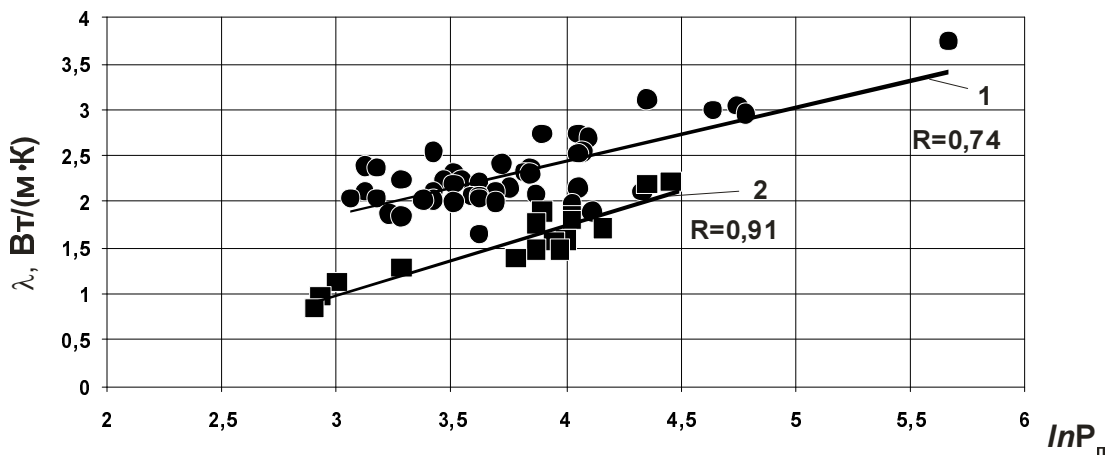
в)

Рисунок 1 – Залежність теплопровідності водонасичених і сухих зразків гірських порід з врахуванням коефіцієнта проникності



1 – зразки порід з карбонатно-глинистим цементом;  
2 – зразки порід з глинисто-карбонатним цементом

Рисунок 2 – Залежність теплопровідності сухих зразків гірських порід від коефіцієнта пористості



1 – зразки порід з карбонатно-глинистим цементом;  
2 – зразки порід з глинисто-карбонатним цементом

Рисунок 3 – Залежність теплопровідності зразків гірських порід від їх електричних властивостей

де:  $q$  – витрата тепла;  $\frac{dt}{dx}$  – градієнт температури;  $S$  – площа поперечного перетину;  $\lambda$  – теплопровідність;  $Q$  – кількість тепла. Витрати зумовлені градієнтом температури. Передача електричного струму крізь породу-колектор описується рівнянням:

$$I = \frac{dQ}{d\tau} = \sigma S \frac{dV}{dx}, \quad (2)$$

де:  $I$  – сила струму;  $\sigma$  – електропровідність;  $\frac{dV}{dx}$  – градієнт потенціалу;  $Q$  – кількість елект-

рики. Величина струму зумовлена градієнтом електричного потенціалу.

Для вибраних двох груп зразків з різним складом цементу побудуємо залежність теплопровідності зразків гірських порід від їх електричних властивостей ( $\lambda=f(P_n)$ ). На рис. 3 зображено графіки залежностей для першої і другої груп зразків, що характеризуються високими коефіцієнтами кореляції. Другій групі властиві низькі значення електричного опору за низької теплопровідності. Окрім того, можна відмітити, що друга група характеризується заниженими значеннями коефіцієнта проникності і підвищеною глинистістю. Це і зумовлює низь-

кий електричний опір зразків. Завищені значення електричного опору для першої групи при тих самих значеннях теплопровідності другої групи вказує на зменшення глинистості і покращення щільності контакту між зернами.

Зв'язок електропровідності і теплопровідності порід-колекторів за умови врахування об'єму порового простору використовується нами для ідентифікації колекторів. Можливість виділення порід з однаковими теплофізичними властивостями дасть змогу підвищити достовірність виділення інтервалів пластів, насичених нафтою або водою.

Можливість виділення водонасиченого інтервалу продуктивних відкладів зумовлена різницею теплопровідності води і нафти. Коефіцієнт теплопровідності дистильованої води у атмосферних умовах складає  $0,582 \frac{Вт}{м \times К}$ . Ве-

личина  $\lambda_{в}$  зі збільшенням температури до  $120^{\circ}C$  коливається у невеликому діапазоні і практичного значення немає.

Теплопровідність нафти змінюється в межах  $\lambda_{н}=0,13 \div 0,14 \frac{Вт}{м \times К}$ . Компоненти нафти (пентан, н-гексан, н-оксан, н-декан) за величиною  $\lambda_{н}$  мало відрізняються [3]. В роботі [4] вказується, що на теплопровідність нафтонасиченої породи більше впливає в'язкість нафти, яка збільшує різницю між водонасиченими і нафтонасиченими пластами.

У нашому випадку нафта Семенівського родовища, яка залягає у караганських та чокракських відкладах, має темно-коричневе забарвлення, густину  $0,8970 - 0,9141 \text{ г/см}^3$ , є важкою малопарафінистою, малосмолистою, малосірчистою та характеризується високою в'язкістю ( $21,1 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с} - 55,9 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ), що є сприятливою умовою для проведення температурних досліджень при визначенні інтервалів обводнення.

Сучасна геофізична апаратура дає змогу проводити високоточні вимірювання температури та розв'язувати різні задачі з моніторингу розробки нафтогазових родовищ [5]. Дослідження штучних температурних аномалій високоточною термометрією розширили можливості контролю за процесом обводнення продуктивних нафтонасичених пластів.

Розглянемо модель утворення теплового поля у свердловині, яке створюється джерелом тепла у вигляді електронагрівача свердловинної суміші. Динаміка розповсюдження теплового поля у навколишній простір відповідає теплофізичним властивостям порід-колекторів. Розподіл температури у свердловині постійно змінюється з часом, оскільки тепловий потік є нестационарним.

Електронагрівач при проходженні електричного струму виконує роботу  $W = UI\tau$  (де  $W$  – робота електричного струму;  $I$  – сила струму;  $\tau$  – час), унаслідок чого свердловина нагріється до температури  $\Delta t = t_2 - t_1$  ( $t_1$  – початкова температура).

Кількість тепла, яка необхідна для підняття температури однорідного середовища на величину  $\Delta t$ , розраховується за формулою:

$$Q = cm\Delta t, \quad (3)$$

де:  $c$  – питома теплоємність речовини;  $m$  – маса тіла.

Свердловина є неоднорідним простором, який представимо коаксіальним розміщенням складових (колона – цемент – порода). Для неоднорідного середовища теплоємність  $c$  представимо формулою:

$$c = \frac{\varphi}{\Delta t} = \sum_{s=1}^N c_s m_s, \quad (4)$$

де  $c_s$ ,  $m_s$  – питома теплоємність і маса окремих компонент.

Проведені розрахунки вказують на те, що нагрівач ( $L=1$  м) у свердловині з колоною діаметром 146 мм і цементним кільцем діаметром 195 мм створить в точці різницю температур  $3,6^{\circ}C$  при  $I=10$  А,  $U=220$  В і часі нагрівання  $\tau = 90$  с.

Виходячи з цього, теплова аномалія, яка утворюється в процесі наведення теплового поля, зумовлена величиною  $W$  роботи електричного струму. Отже, основним чинником, який визначає параметри аномалії теплового поля, буде час перебування нагрівача у точці дослідження пласта.

Розглянемо модель за умови, коли породи продуктивного комплексу і свердловина є однорідними і ізотропними. Розподіл температури у свердловині описується змінними  $x$ ,  $y$ ,  $z$  і  $t$ ,  $T(x, y, z, t)$ . Якщо у свердловинному просторі представити  $d\sigma$  – обмежену площинку в точці  $P(\xi, \eta, \zeta)$  з нормаллю  $n$ , то кількість тепла, яке протікає через  $d\sigma$  за одиницю часу, згідно з законом Фур'є буде дорівнювати:

$$W_n d\sigma = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} d\sigma, \quad (5)$$

де:  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності;  $W_n$  – щільність потоку тепла;  $T(x, y, z, t)$  – температура;  $\partial T / \partial n$  – похідна в напрямку нормалі  $n$  до  $d\sigma$ .

Для переходу до рівняння теплопровідності в просторі розглянемо об'єм середовища  $V$ , обмежений поверхнею  $S$ . Рівняння балансу тепла в об'ємі  $V$  за час  $\Delta t = \tau_2 - \tau_1$  буде мати такий вигляд:

$$\begin{aligned} & \iiint_V c\rho [T(P, \tau_2) - T(P, \tau_1)] dV_p = \\ & = - \int_{\tau_1}^{\tau_2} \iint_S W_n d\sigma + \int_{\tau_1}^{\tau_2} \iiint_V F(P, \tau) dV_p, \quad (6) \end{aligned}$$

де:  $P = P(\xi, \eta, \zeta)$  – точка інтегрування;  $dV_p = d\xi, d\eta, d\zeta$  – елемент об'єму;  $c\rho$  – теплоємність одиниці об'єму.

Представлене рівняння характеризує закон динаміки тепла в об'ємі  $V$  обмеженого граничною поверхнею за інтервал часу  $\Delta t$ .

Для переходу від інтегрального рівняння балансу до диференційного припустимо, що функція  $T(M, \tau) = T(x, y, z, \tau)$  двічі диференційо-

вана по  $x, y, z$  і один раз по  $\tau$ , а також вони неперервні в області  $V$ . Використовуючи формулу Остроградського і замінюючи  $W_n = -\lambda \text{grad}T$ , отримаємо диференційне рівняння теплопровідності:

$$c\rho T_\tau = \text{div}(\lambda \text{grad}T) + F(P, \tau), \quad (7)$$

де  $F$  – неперервна функція аргументів  $P$  і  $\tau$ .

Для спрощення дослідження динамічних характеристик температурних аномалій, утворених унаслідок дії нагрівача, розглянемо однорідне середовище для якого:

$$T_\tau = a^2(T_{xx} + T_{yy} + T_{zz}) + \frac{F(P, \tau)}{c\rho}, \quad (8)$$

де  $a^2 = \lambda / c\rho$  – коефіцієнт теплопро-відності.

Для розв'язання нашої задачі необхідно визначитись з існуванням єдиного рішення. Єдиність рішення рівняння (7) можливо отримати тільки у разі введення початкових і граничних умов задачі.

Задача з початковими і граничними умовами збільшує достовірність отримання результату, але під час вирішення практичних задач необхідно визначатися з існуванням рішення і неперервністю залежності рішення від додаткових умов.

Виберемо випадок, коли умови визначаються неперервністю функції температури і теплового потоку для випадку  $\tau > 0$ :

$$T(x_i - 0, \tau) = T(x_i + 0, \tau), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \lambda(x_i - 0) \frac{\partial T}{\partial x}(x_i - 0, \tau) = \\ = \lambda(x_i + 0, \tau) \frac{\partial T}{\partial x}(x_i + 0, \tau). \end{aligned} \quad (10)$$

Визначимося з граничними умовами існування рішення. Розглянемо процес теплопровідності у стержні довжиною  $l$ , нормально спрямованого до джерела тепла (стілки свердловини). За невеликий проміжок часу вплив температурного режиму, який заданий на границі «термонагрівач – свердловина», залишається невеликим, і температура визначається початковим її розподілом.

Для спрощення отримання розв'язку рівняння, джерело теплової енергії сприймається як точкове. Величина впливу може знаходитись в межах  $\pm \varepsilon$  похибки вимірювального приладу. В цьому випадку сформулюємо задачу з початковими умовами розподілу температури на нескінченному відрізку (стержні), тобто знайдемо розв'язок рівняння теплопровідності в області  $-\infty < x < \infty$  і  $\tau \geq \tau_0$ , яке задовольняє умові:

$$T(x, \tau_0) = \varphi(x) \quad -\infty < x < \infty, \quad (11)$$

де  $\varphi(x)$  – задана функція розподілу температури при граничних умовах.

Якщо ділянка стержня, температура якої нас цікавить, знаходиться поблизу одного кінця і далеко від іншого, то температура практично визначається температурним режимом ближнього кінця і початковими умовами ( $t_0$ ). У такій постановці задачі вважається, що стержень

напівнескінчений, і координати змінюються у межах  $0 \leq x \leq \infty$  при  $\tau_0 \leq \tau$ .

Розв'язок рівняння теплопровідності повинен задовольняти умовам:

$$\left. \begin{aligned} T(x, t) &= \varphi(x) (0 < x < \infty) \\ T(0, t) &= \mu(t) (t \geq t_0) \end{aligned} \right\} (\tau \geq 0), \quad (12)$$

де  $\varphi(x), \mu(t)$  – задані функції.

Враховуючи, що вплив початкових умов на розподіл температури у стержні зменшується протягом певного часу, зміна початкових умов не змінює температурний стан стержня у межах точності вимірювань. В цих умовах можна розглядати задачу без початкових умов.

У нашому випадку, враховуючи, що джерело тепла знаходиться у свердловині і тепло розповсюджується у пласт, доцільно розглянути ситуацію зміни температури від  $x > 0$  до  $l$ .

Розв'язок рівняння теплопровідності (8) для випадку  $0 < x < l$  і  $\tau > 0$ , проведено за початковими умовами:

$$T(x, 0) = \varphi(x), \quad 0 \leq x \leq l, \quad (13)$$

і граничними умовами:

$$\left. \begin{aligned} T(0, \tau) &= \mu_1(\tau) \\ T(l, \tau) &= \mu_2(\tau) \end{aligned} \right\} (\tau \geq 0). \quad (14)$$

Визначившись з початковими і граничними умовами (13) і (14) та використовуючи метод відокремлення змінної [6] для розв'язку рівняння на відрізку  $l$ , отримуємо ряд, який задовольняє граничним умовам:

$$T(x, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 a^2 \tau} \sin \frac{\pi n}{l} x, \quad (15)$$

де  $C_n$  – коефіцієнти Фур'є заданої функції  $\varphi(x)$ , і при розкладанні в ряд за синусами в інтервалі  $(0, l)$  отримуємо:

$$C_n = \varphi = \frac{2}{l} \int_0^l \varphi(\xi) \sin \frac{\pi n}{l} \xi \cdot d\xi. \quad (16)$$

Ряд (15) з коефіцієнтами  $C_n$  задовольняє усім умовам задачі (8).

Перетворивши рівняння (15) шляхом заміни  $C_n$  їх значеннями, отримуємо:

$$T(x, \tau) = \int_0^l \left[ \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 a^2 \tau} \sin \frac{\pi n}{l} x \cdot \sin \frac{\pi n}{l} \xi \right] \varphi(\xi) d\xi. \quad (17)$$

Ряд в дужках сходиться рівномірно за  $\xi$  при  $\tau > 0$ . Позначивши вираз в дужках:

$$G(x, \xi, \tau) = \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 a^2 \tau} \sin \frac{\pi n}{l} x \cdot \sin \frac{\pi n}{l} \xi, \quad (18)$$

представимо функцію  $T(x, \tau)$  у вигляді:

$$T(x, \tau) = \int_0^l G(x, \xi, \tau) \varphi(\xi) d\xi. \quad (19)$$

В отриманому рівнянні  $G(x, \xi, \tau)$  є функція температурного впливу точкового джерела тепла, якою опишемо процес впливу нагрівача і визначимо розподіл температури у свердловині

в межах інтервалу  $0 \leq x \leq l$ , в момент часу  $\tau$  після початку нагрівання. Слід зауважити, що система координат спрямована так, що вісь  $x$  ортогональна до осі свердловини.

Враховуючи те, що умовою розв'язку задачі закладено  $\tau = 0$ , температура на відріжку  $l$  також дорівнює нулю. В момент включення нагрівача виділяється певна кількість тепла, а на кінцях ще підтримується нульова температура (температура пласта). Тому, для розрахунків використовується різниця значень фонові і вимірної температур. В нашому випадку – це різниця між нижнім і верхнім термодавачем.

Розглянемо функцію (19). Зміна температури  $\varphi_\varepsilon(\xi)$ , яка виникає у разі виділення тепла поблизу точки, буде за межами інтервалу  $(\xi - \varepsilon, \xi + \varepsilon)$  дорівнювати умовному нулю, а в межах інтервалу  $\varphi_\varepsilon(\xi)$  її можна характеризувати як додатну неперервну функцію, яка диференціюється:

$$c\rho \int_{\xi-\varepsilon}^{\xi+\varepsilon} \varphi_\varepsilon(\xi) d\xi = W_n. \quad (20)$$

Кількість тепла, яке обумовило зміну температури на величину  $\varphi_\varepsilon(\xi)$ , визначається з характеристик і параметрів джерела тепла (електронагрівача). Таким чином, процес розповсюдження температури визначається рівнянням (19).

Виконаємо граничний перехід при  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Приймаючи до уваги неперервність функції  $G$  при  $\tau \rightarrow 0$ , рівняння (20) і теорему середнього значення при фіксованих значення  $x$ ,  $\tau$  отримаємо:

$$\begin{aligned} T_\varepsilon(x, \tau) &= G(x, \xi^*, \tau) \int_{\xi-\varepsilon}^{\xi+\varepsilon} \varphi_\varepsilon(\xi) d\xi = \\ &= G(x, \xi^*, \tau) \frac{W_n}{c\rho}, \end{aligned} \quad (21)$$

де  $\xi^*$  – середня точка інтервалу  $(\xi - \varepsilon, \xi + \varepsilon)$ . З рівняння випливає, що  $G(x, \xi^*, \tau)$  являє температуру точки  $x$  в момент  $\tau$ , яка виникла під дією точкового джерела потужністю  $W_n$ , розташованого в момент  $\tau = 0$  у точці  $\xi$  з границями  $(0, l)$ . Отримане рівняння використовується під час розрахунку прямої задачі розподілу температури на час проведення вимірювань і дає змогу прогнозувати процес протікання теплообміну.

Розрахунки теплової аномалії, враховуючи теплопровідність колони, цементу і породи, вказують на симетричність її форми відносно інтервалу прогрівання на початковій стадії теплообміну.

Окрім розглянутих чинників на динаміку утвореної температурної аномалії впливають конвекційне вільне перенесення тепла в стовбурі свердловини, а також кондукційне перенесення тепла у пласті. Фактор руху флюїду може здійснювати інший вплив на форму теплової аномалії, оскільки, якщо існує рух рідини з

пласта і він значний, задача оцінювання ефективності розкриття пласта переходить в іншу площину.

Розглянемо можливість існування і впливу вільної конвекції в стовбурі свердловини на протікання теплообміну. У вертикальній свердловині, заповненій рідиною, за наявності джерела тепла в нижній її частині, рідина із стану спокою переходить в стан ламінарного руху і, залежно від величини  $\Delta T$ , рухається за різною траєкторією. При значному градієнті температур нагріта рідина переміщується вздовж центральної частини колони, а охолоджена опускається вздовж стінок.

Початок конвекційного руху рідини характеризується параметром Релея:

$$R = [g\beta/(a_p \nu)] d \Delta T (d^2)^4, \quad (22)$$

де:  $d$  – діаметр колони;  $g$  – прискорення вільного падіння;  $\nu$  – кінематична в'язкість;  $\alpha_p$  і  $\beta$  – температуропровідність і температурний коефіцієнт рідини.

На початок конвекції також впливає співвідношення теплопровідності рідини і колони. Так, наприклад, для необсадженої свердловини відношення цих параметрів змінюється від 2 до 6, а для обсадженої свердловини – до 100. Такі особливості співвідношення вказують на те, що для початку вільної конвекції в експлуатаційних колонах треба створити набагато більший градієнт температур. В роботі [7] вказується, що характеристика теплової аномалії, яка вимірювалася протягом 3 годин 30 хвилин, з інтервалом часу у 30 хвилин, не змінюється за формою, а за амплітудою зменшується пропорційно до часу. Цей факт вказує на відсутність конвекційного потоку тепла, тим самим підтверджується умова впливу співвідношення теплопровідності рідини і колони на початок вільної конвекції. Така характеристика вказує на переважання ефекту теплопровідності колони при формуванні теплової аномалії перед конвекційним ефектом.

Дослідження характеристик теплових аномалій штучного походження методом термоактиваційного каротажу дали підстави зробити такі висновки:

- спостереження за динамікою теплової аномалії у часі, яка утворилася в процесі нагрівання експлуатаційної колони, дають змогу визначити теплофізичні властивості пластів і виділяти водо- і нафтонасичені інтервали;

- наведений алгоритм миттєвого точкового джерела тепла використовується для проведення розрахунків розподілу температури в часі після нагрівання з метою порівняння практичної і теоретично-модельованої кривих.

Теоретичне обґрунтування і аналіз результатів досліджень теплових аномалій вказує на реальну можливість використання динамічних характеристик теплового поля для визначення інтервалів обводнення свердловин Семенівського та інших подібних родовищ, де пластові води є низькомінералізованими, а дебіти флюїдів – малими. Особливо важливим у застосу-

ванні розглянутого напрямку є дослідження продуктивних покладів, які обводнюються за рахунок високої проникності прошарків у загальній товщі продуктивної пачки. Такі об'єкти можуть призвести до випереджуючого обводнення. Методика дасть змогу визначати інтервали обводнення навіть на локальних ділянках.

### *Література*

1 Зинченко В.С. Петрофизические основы гидрогеологической и инженерно-геологической интерпретации геофизических данных [Текст] : учеб. пособ. / В.С. Зинченко. – М.-Тверь : АИС, 2005. – 392 с. – ISBN 5-94789-117-4.

2 Теплофизические свойства горных пород [Текст] / В.В. Бабаев, В.Ф. Будымка, Т.А. Сергеева, М.А. Домбровский. – М. : Недра, 1987. – 156 с.

3 Кобранова В.Н. Физические свойства горных пород (петрофизика) [Текст] / В.Н. Кобранова. – М.: Государственное научно-техническое издательство нефтяной и горнотопливной литературы, 1962. – 490 с.

4 Дахнов В.Н. Термические исследования скважин [Текст] / В.Н. Дахнов, В.И. Дьяконов. – М.: Государственное научно-техническое издательство нефтяной и горнотопливной литературы, 1952. – 252 с.

5 Старостин В.А. Анализ застосування теплових перетворювачів для дослідження теплофізичних параметрів в діючих свердловинах [Текст] / Віктор Старостин // Розвідка і розробка нафтових і газових родовищ. – 1997. – Т.1, №34. – С.105 – 114.

6 Воронов П.И. Термодинамика и теплопередача горных пород [Текст] / П.И. Воронов ; Московский институт радиоэлектроники и горной электромеханики. – М.: Московский институт радиоэлектроники и горной электромеханики, 1963. – 122 с.

7 Использование искусственных тепловых полей в скважинной термометрии [Текст] / Р.А. Валиуллин, Р.Ф. Шарофутдинов, В.Ю. Сорокань, А.А. Шилов // НТБ Каротажник. – 2002. – №100. – С.124 – 137.

*Стаття постуила в редакційну колегію  
03.07.09*

*Рекомендована до друку професором  
Д.Д.Федоришиним*