

2. Часовников Л. Д., Громак А. В. Расчет круговых зубьев конических колес // Изв. вузов. Машиностроение. – 1976. – № 2. – С. 60–65.
3. Тимошенко С. П. Курс теории упругости. – Киев: Наук. думка, 1972. – 501 с.
4. Гастев В. А. Курс теории упругости и основ теории пластинчатости. – Ленинград: Университет, 1973. – 180 с.
5. Берштейн Л. Л., Займовский В. А. Структура и механические свойства металлов. – Москва: Металлургия, 1970. – 472 с.
6. Решетов В. А. Детали машин. – Москва: Машиностроение, 1975. – 655 с.
7. Рвачев В. Л., Проценко В. С. Контактные задачи теории упругости для неклассических областей. – Киев: Наук. думка, 1977. – 235 с.
8. Кириченко А. Ф. Использование вариационных методов с применением ЭЦВМ для определения изгибных напряжений в зубьях цилиндрических зубчатых колес // Вестн. машиностроения. – 1980. – № 11. – С. 15–17.
9. Самуль В. И. Основы теории упругости и пластичности. – Москва: Высш. шк., 1982. – 263 с.
10. Михлин С. Г. Прямые методы в математической физике. – Москва; Ленинград: ГИТТЛ, 1950. – 428 с.

Институт проблем машиностроения
им. А. Н. Подгорного НАН Украины, Харьков
Харьковский национальный
автотранспортный университет
Украинская государственная академия
железнодорожного транспорта, Харьков

Поступило в редакцию 31.03.2006

УДК 539.3

© 2007

Я. О. Жук, І. К. Сенченков, О. В. Бойчук

Динамічні процеси в тонкому циліндрі при тепловому опроміненні торця

(Представлено академіком НАН України Я. М. Григоренком)

The processes of generation and propagation of a stress pulse and temperature variations caused by a thermal impact at the face of a long thin steel cylinder are investigated. The statement of the dynamic coupled problem of thermomechanics is used along with the thermodynamically consistent theory of the inelastic behavior of a material. It is solved numerically by the finite element method. Main properties of a thermomechanical state in the vicinity of the irradiated end and the stress pulse propagation accompanied with the temperature variation are studied. Relations between the parameters of a thermal pulse and a stress wave are established.

Опромінення поверхонь металевих деталей лазерними імпульсами або електронними пучками є сучасним технологічним засобом зміцнення і підвищення стійкості до зношування та втомної довговічності елементів конструкцій [1–3]. На стадії мініатюризації, енерго- і ресурсозбереження, яку зараз переживають машинобудування і приладобудування, дозоване і направлене підведення енергії до об'єкта технології є надзвичайно перспективним методом виготовлення мікрообладнання [3]. Лазерні і пучкові технології внаслідок надзвичайно точної локалізації впливу дозволяють вийти на мікро- і нанорівень обробки матеріалів [3].

Розробка лазерних систем для мікро- і нанообробки вимагає детальної інформації про зв'язані термомеханічні процеси, які відбуваються при опроміненні і подальшому охолодженні матеріалу. Дослідження динамічних ефектів при імпульсному навантаженні є невід'ємною частиною розробки технології (обробка прецизійних отворів і пазів, розкрій і різка матеріалів, лазерна абляція тощо) [1–3]. Крім того, воно є необхідним при визначенні властивостей матеріалу і залишкового напружено-деформованого стану отриманого елемента конструкції за допомогою методики акустичного неруйнівного контролю [4]. Розробка теоретичних основ таких процесів неможлива без застосування адекватних моделей динамічної термомеханічної поведінки фізично нелінійних матеріалів при імпульсному тепловому навантаженні з урахуванням зв'язаності механічних і теплових полів.

В даній роботі для цього використовується постановка зв'язаної задачі термомеханіки, розвинута із застосуванням узагальненої теорії течії, придатної для описання фізично нелінійної поведінки матеріалів при динамічних навантаженнях в широкому інтервалі температур [5, 6]. Особливу увагу приділено описанню реакції фізично нелінійного матеріалу на дію теплового імпульсу, визначення зони термічного впливу імпульсу, поширенню хвиль напружень і температурні зміни, які їх супроводжують, оцінці параметрів імпульсу, необхідного для генерації хвиль, і зв'язку між параметрами імпульсу і хвилі.

1. Постановка задачі. Розглядається круговий циліндр радіусом R , довжина якого дорівнює L . На торці $z = 0$ діє короткочасний тепловий імпульс, який моделюється тепловим потоком через границю. Вся поверхня стержня разом з торцями є теплоізолюваною і вільною від навантажень.

Для спрощення постановки задачі і виділення основних суттєвих закономірностей розглянемо модельну задачу для випадку $R \ll L$. За цих умов циліндр фактично є тонким стержнем кругового перерізу. При такому виборі параметрів об'єкта основним досліджуваним процесом є зв'язаний термомеханічний процес поширення хвилі напружень вздовж осі циліндра. Оскільки час опромінення дуже короткий, то цей процес можна вважати адіабатичним. Крім того, за час проходження хвилі на довжину циліндра зміна температури внаслідок прогрівання не встигає захопити значного об'єму, тому процес прогріву зони біля торця можна вважати адіабатичним. Отже, модельна задача для тонкого циліндра (стержня) дозволяє вивчити основні закономірності збудження і поширення імпульсу напружень вздовж осі циліндра при дії теплового імпульсу на його торці.

Для адекватного описання поведінки матеріалу при складних зв'язаних процесах і коректної інтерпретації отриманих результатів необхідно використовувати надійні моделі, узгоджені з термодинамікою необоротних процесів. В роботі застосовується узагальнена на випадок термомеханіки зв'язана модель Боднера–Партома, яка описує як пружну, так і непружну поведінку металів при великих швидкостях деформації в широкому інтервалі температур [5, 6]. Ця модель побудована із використанням концепції внутрішніх змінних стану для описання спектра непружних явищ в області опромінення. Вона також дозволяє оцінити внесок дисипації механічної енергії і зумовлених нею внутрішніх джерел тепла в рівнянні теплопровідності, а також прихованої накопиченої енергії на початковій стадії деформування.

Коротко наведемо рівняння моделі. В них використовується представлення повної деформації ε_{ij} у вигляді суми пружної ε_{ij}^e , непружної ε_{ij}^p і теплової ε_{ij}^θ складових

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^\theta, \quad ij \leftrightarrow rr, zz, rz, \varphi\varphi, \quad (1)$$

вираз для теплової деформації має вигляд

$$\varepsilon_{ij}^{\theta} = \delta_{ij} \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha(\theta') d\theta', \quad (2)$$

де θ і θ_0 — поточна і відлікова температури відповідно; α — коефіцієнт лінійного теплового розширення; δ_{ij} — дельта Кронекера.

Модель також містить такі рівняння:

закон Гука

$$s_{ij} = 2G(e_{ij} - \varepsilon_{ij}^p), \quad \sigma_{kk} = 3K_V(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^{\theta}), \quad (3)$$

де σ_{ij} і s_{ij} — тензор і девіатор напружень; e_{ij} — девіатор деформацій; G і K_V — модулі зсуву і об'ємного стискання відповідно;

асоційований закон течії з умовою пластичної нестисливості

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda s_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0; \quad (4)$$

кінетичне рівняння

$$D_2^p = D_0^2 \exp \left[- \left(\frac{Z^2}{3J_2} \right)^n \right], \quad (5)$$

де $Z = K + D$, $D_2^p = \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p / 2$, $J_2 = s_{ij} s_{ij} / 2$, $\lambda^2 = D_2^p / J_2$;

еволюційне рівняння для внутрішніх змінних ізотропного K і направленою β_{ij} зміцнення

$$\begin{aligned} \dot{K} &= m_1(K_1 - K)\dot{W}_p, & K(0) &= K_0, \\ \dot{\beta}_{ij} &= m_2(D_1 u_{ij} - \beta_{ij})\dot{W}_p, & \beta_{ij}(0) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

де $D = \beta_{ij} u_{ij}$, $u_{ij} = \sigma_{ij} / (\sigma_{ij} \sigma_{ij})^{1/2}$, $\dot{W}_p = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^p$.

Величини D_0 , D_1 , K_0 , K_1 , m_1 , m_2 і n є параметрами моделі [5]. Для більшості металів параметри D_0 , D_1 і m_2 слабо залежать від температури. Їх можна вважати сталими в широкому інтервалі температур. Параметри K_0 , K_1 , m_1 і n є температурозалежними.

На відміну від робіт [5, 6], рівняння (6) не містять члени, які відповідають за тепловий зворот. Оскільки досліджувані процеси є швидкими, то при описанні поведінки матеріалу цим явищем можна знехтувати.

До рівнянь (1)–(6) при постановці задачі також додаються співвідношення Коші для осесиметричного випадку

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{u_r}{r}, \quad \varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right), \quad (7)$$

де u_r і u_z — компоненти переміщення,

рівняння руху

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r}(\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} = \rho \ddot{u}_r, \quad \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \ddot{u}_z, \quad (8)$$

де ρ — густина матеріалу,

рівняння балансу енергії, яке зводиться до рівняння теплопровідності

$$c_v \dot{\theta} + 3\alpha\theta K_V(\dot{\epsilon}_{kk} - 3\alpha\dot{\theta}) - D' - k\Delta\theta = r_s, \quad (9)$$

де θ — температура; c_v і k — коефіцієнти теплоємності і теплопровідності відповідно; D' — швидкість дисипації механічної енергії і r_s — задані внутрішні джерела тепла, $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial(\cdot)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2(\cdot)}{\partial z^2}$.

Початкові і граничні умови мають відповідно вигляд

$$\begin{aligned} u_r = \dot{u}_r = 0; \quad u_z = \dot{u}_z = 0; \quad \theta = \theta_0, \quad t = 0, \quad \sigma_{ij} = 0 \quad \text{на } S, \\ -k \frac{\partial \theta}{\partial z} = \begin{cases} q_0 \sin \frac{\pi t}{t_p}, & 0 \leq t \leq t_p, \\ 0, & t > t_p, \end{cases} \quad z = 0; \quad \frac{\partial \theta}{\partial \vec{n}} = 0, \quad z = L, \quad r = R, \end{aligned} \quad (10)$$

де q_0 — параметр теплового потоку; t_p — час дії імпульсу.

Вважаємо, що тепловий потік, яким моделюється дія теплового імпульсу, змінюється в часі як половина синусоїди, а після закінчення дії імпульсу залишається рівним нулю.

Рівняння (1)–(9) з початковими і граничними умовами (10) є постановкою зв'язаної задачі термомеханіки фізично нелінійних тіл при тепловому імпульсному навантаженні.

2. Метод розв'язання задачі. Задача (1)–(10) є суттєво нелінійною і розв'язується чисельно за допомогою методики, розвинутої у [7, 8] для випадків осесиметричних і плоских задач про зв'язану термомеханічну поведінку тіл з фізично нелінійних матеріалів.

Запропонована методика полягає у застосуванні модифікованого методу змінних параметрів пружності. Схема чисельного розв'язання задачі реалізована як подвійний ітераційний процес. Внутрішній ітераційний процес полягає в інтегруванні системи нелінійних рівнянь моделі Боднера–Партома з використанням неявної ітераційної схеми, а зовнішній — в розв'язанні рівнянь руху і теплопровідності. Другі похідні за часом при інтегруванні рівнянь руху апроксимуються за допомогою формул Ньюмарка.

В рамках внутрішнього ітераційного процесу на кожному кроці у часі враховується температурна залежність властивостей матеріалу і параметрів моделі Боднера–Партома. Жорсткий тип нелінійності системи рівнянь, за допомогою яких описується фізично нелінійна поведінка матеріалу, зумовлює використання чисельних схем із змінним кроком інтегрування в часі.

Для просторової дискретизації задачі застосовується метод скінченних елементів. Використана дуже дрібна сітка елементів в приторцевій зоні для коректного моделювання термомеханічної поведінки, зумовленої великими температурними градієнтами. Якість сітки визначалася за допомогою практичного критерію збіжності розв'язків.

3. Результати розрахунків. Вважаємо, що циліндр виготовлено зі сталі 35ХМА. Фізико-механічні властивості цього матеріалу взяті з роботи [9]. Відповідною обробкою [10] діаграм розтягу з цієї ж роботи визначені константи моделі Боднера–Партома і їх температурні залежності. Величина температурнезалежної константи D_0 , у відповідності з [5], вибирається рівною 10^8 с^{-1} .

Розрахунки проводилися для таких геометричних параметрів циліндра: $R = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $L = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Тривалість теплового імпульсу $t_p = 10^{-7} \text{ с}$. Параметр теплового потоку q_0 змінювався в межах $10^7 - 5 \cdot 10^7 \text{ кВт/м}^2$. Початкова температура диска θ_0 дорівнювала $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

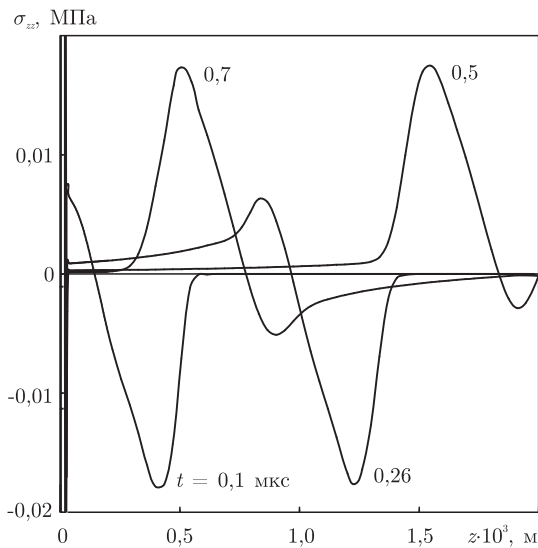


Рис. 1

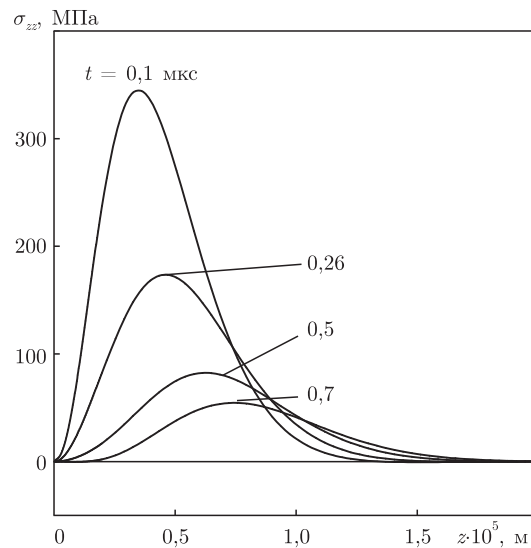


Рис. 2

На рис. 1 показані результати, які ілюструють поширення і відбивання імпульсу напруження, що виникає при дії теплового імпульсу з параметрами $q_0 = 5 \cdot 10^7$ кВт/м² і $t_p = 0,1$ мкс. Моменти часу, для яких побудовані розподіли напруження вздовж осі стержня, вказані числами. Для вибраних параметрів задачі максимальна величина стискаючого напруження σ_z в імпульсі не перевищує 0,02 МПа.

Аналіз розподілу осевого напруження показує, що за вибраних умов виникають дві складові поля напружень: термопружний імпульс і квазістатичні теплові напруження. Останнім відповідає вертикальна лінія в околі $z = 0$. Характер поведінки цих квазістатичних теплових напружень в околі торця показаний на рис. 2. Криві побудовані для тих же моментів часу, що й на рис. 1. Область впливу теплового імпульсу для даної задачі є дуже малою — на відстані $1,5 \cdot 10^{-5}$ м від торця квазістатичні збурення напруженого стану практично відсутні. При цьому на вільному торці $\sigma_{zz} = 0$, а максимальне значення $\sigma_{zz} = 344$ МПа для $t = 0,1$ мкс досягається на відстані $z \approx 0,35 \cdot 10^{-5}$ м. Максимальна непружна деформація ε_z^p дорівнює $0,875 \cdot 10^{-4}$, тобто процес деформування можна вважати пружним.

Поширення імпульсу напружень викликає зміну температури матеріалу внаслідок термомеханічної зв'язаності. Синхронно з рухом імпульсу напруження (рис. 1) відбувається збільшення температури (при стисканні) й наступне охолодження матеріалу. Підвищення температури при розглянутих параметрах задачі склало $\approx 2 \cdot 10^{-5}$ °С, що зумовлено низьким напруженням в імпульсі. В приторцевій зоні, навпаки, відзначається істотний розігрів (до 1000 °С), який має квазістатичний характер і відповідно викликає квазістатичну складову поля напружень.

Рис. 3 ілюструє вплив параметра теплового імпульсу на величину стискаючого напруження. Тут зображено профілі імпульсу стискання для різних значень q_0 в момент часу $t = 0,26$ мкс. Збільшення параметра q_0 веде до збільшення максимального стискаючого напруження в імпульсі. Ця залежність має практично лінійний характер.

Розрахунки показали, що імпульс стискання формується в початковий момент дії теплового імпульсу внаслідок надзвичайно великих температурних градієнтів, які виникають при опроміненні. Зокрема, максимальне абсолютне значення напруження досягається при-

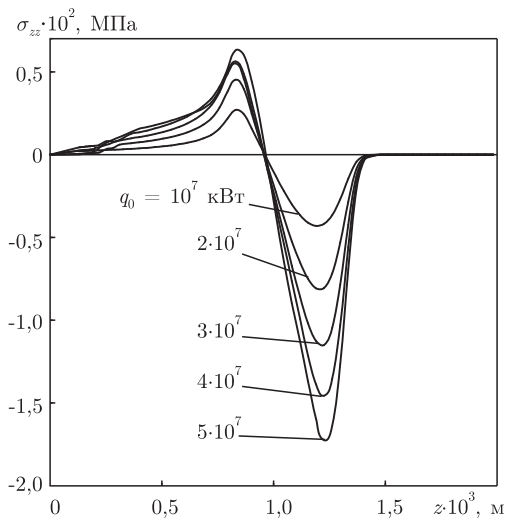


Рис. 3

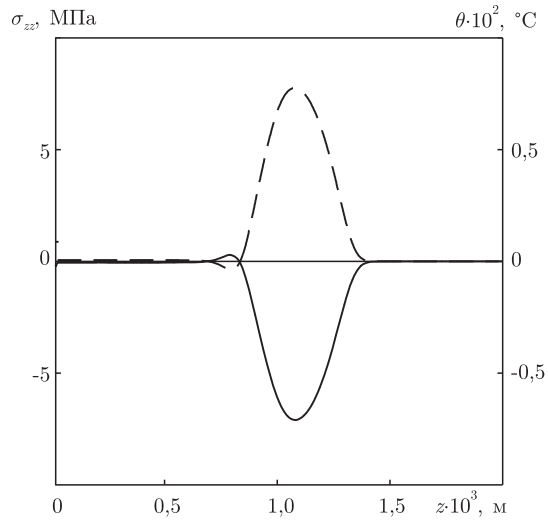


Рис. 4

лизно до моменту часу $t \approx t_p/5$, тобто тоді, коли максимальна температура розігріву ще не досягнута. В подальшому вся теплова енергія, що передається циліндру до моменту закінчення імпульсу, витрачається на формування заднього фронту імпульсу і поля квазі-статичних напружень в приторцевій зоні.

Напруження в імпульсі і динамічні зміни температури малі для розглянутих умов задачі, матеріалів і параметрів теплового імпульсного впливу. Певного збільшення їх значень вдається досягти при зміні граничної умови на опромінену торці. Розглянемо випадок гладкого закріплення торця. Слід відзначити, що на практиці часто використовується прозоре відносно до лазерного або пучкового випромінювання середовище, яке обмежує переміщення в напрямку, перпендикулярному до опроміненої поверхні, для підсилення динамічних ефектів [1, 2].

Граничні умови на торці $z = 0$ запишуться у вигляді

$$u_r = 0, \quad \sigma_{rz} = 0.$$

Типові результати розрахунків для цього випадку подано на рис. 4. Тут суцільною і штриховою лініями показані розподіли напружень σ_{zz} і температури відповідно вздовж осі циліндра в момент часу $t = 0,26$ мкс. Відзначимо характерну для термопружних хвиль синфазність змін напруження і температури. Порівняння рис. 3 і 4 показує, що при гладкому закріпленні торця циліндра вдається збільшити абсолютні значення напружень і температури в імпульсі приблизно в 500 разів.

1. Qin Y., Zou J., Dong C. et al. Temperature-stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam // Nuclear Instrum. and Meth. In Phys. Research. Part B. – 2004. – **225**. – P. 544–554.
2. Chen H., Kysar J., Yao Y. L. Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening // J. Appl. Mech. – 2004. – **71**. – P. 713–723.
3. Коваленко В. С. Микро- и нанообработка сверхмощными лазерными импульсами // Оборудование и эксперимент для профессионалов. – 2003. – № 4. – С. 4–14.
4. Springer Handbook on Nanotechnology / Ed. by B. Bhushan. – Berlin-Heidelberg: Springer, 2004. – 1222 p.
5. Bodner S., Partom Y. Constitutive equations for elastoviscoplastic strain hardening material // Trans. ASME. J. Appl. Mech. – 1975. – **42**. – P. 385–389.

6. Сенченков И. К., Жук Я. А. Термомеханический анализ одной модели термовязкопластического деформирования материалов // Прикл. механика. – 1997. – **33**, № 2. – С. 41–48.
7. Жук Я. А., Сенченков И. К., Козлов В. И., Табиева Г. А. Осесимметричная динамическая связанная задача термовязкопластичности // Там же. – 2001. – **37**, № 10. – С. 83–89.
8. Senchenkov I. K., Zhuk Y. A., Karnaukhov V. G. Modeling the thermomechanical behavior of physically nonlinear materials under monoharmonic loading // Int. Appl. Mech. – 2004. – **40**, No 9. – P. 943–969.
9. Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур / Под ред. И. И. Гольденבלата. – Москва, 1965. – 567 с.
10. Сенченков И. К., Табиева Г. А. Определение параметров модели Боднера-Партома термовязкопластического деформирования материалов // Прикл. механика. – 1996. – **32**, № 2. – С. 64–72.

*Институт механіки ім. С. П. Тимошенка
НАН України, Київ
Миколаївський державний університет*

Надійшло до редакції 17.05.2006

УДК 622.233:536.24

© 2007

**А. А. Кожевников, С. В. Гошовский, А. Ю. Дреус,
И. И. Мартыненко**

Тепловое поле алмазной коронки при бурении с нестационарным режимом промывки скважины

(Представлено академиком НАН Украины А. Ф. Булатом)

The mathematical model and the results of a numerical study of the temperature regime of a diamond drilling tool under nonstationary heat exchange with a washing fluid are presented.

В последнее время интенсивно разрабатываются методы различного рода импульсного воздействия на горную породу при бурении с целью снижения энергоемкости процесса ее разрушения [1, 2]. К таковым, в частности, относятся технологии с использованием нестационарного режима подачи промывочной жидкости, которая осуществляет охлаждение породоразрушающего инструмента и забоя скважины. Температурный фактор при таком режиме является одним из основных критериев, лимитирующих эффективность технологического процесса бурения, поскольку термостойкость алмазов в существующих буровых коронках не превышает температуру 600° С [3]. Таким образом, анализ тепловых процессов на забое скважины является неотъемлемой составляющей работ при проектировании технологий бурения геологоразведочных скважин с нестационарной промывкой.

Проведение экспериментальных исследований в этом направлении сопряжено с рядом объективных трудностей: сложность технической реализации таких экспериментов, поскольку невозможно провести замеры температуры непосредственно на алмазах, определение степени нагрева которых и является конечной целью исследований; значительная трудность выполнения замеров в реальных условиях бурения скважины; высокая стоимость и сложность создания экспериментальных стендов; отсутствие надежных методик измерения температуры для таких процессов и др. Существующие методики расчета температуры породоразрушающего инструмента [3, 4] дают возможность оценить