

ТЕХНОЛОГИЯ МАШИНОСТРОЕНИЯ

УДК 681.526

DOI: 10.35211/1990-5297-2023-8-279-7-11

М. С. Бабаев¹, Э. Ц. Галсанова¹, Я. В. Калинин²

АНАЛИЗ ОХЛАЖДЕНИЯ ЗАГОТОВОК ПРИ ГОРЯЧЕЙ ОБЪЕМНОЙ ШТАМПОВКЕ ПУТЕМ ПРОДУВАНИЯ ОХЛАЖДАЮЩЕЙ СРЕДЫ ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ ПОДЛОЖКУ

¹Волгоградский государственный технический университет

²Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова

E-mail: jkv83@mail.ru

В работе дается обзор современного состояния аналитической теории охлаждения через пористые среды и перспективы применения для охлаждения тонких листовых заготовок, нагреваемых перед горячей объемной штамповкой. Разрешается простейшая задача определения напряжений.

Ключевые слова: горячая объемная штамповка, аналитическая теория охлаждения через пористые среды, преобразование Лапласа.

M. S. Babaev¹, E. Ts. Galsanova¹, Ya. V. Kalinin²

ANALYSIS OF COOLING OF WORKPIECES DURING HOT VOLUME FORGING BY BLOWING A COOLING MEDIUM THROUGH A POROUS SUBSTRATE

¹Volgograd State Technical University

²VNIIA

The paper gives an overview of the current state of the analytical theory of cooling through porous media and the prospects for application for cooling thin sheet blanks heated before hot die forging. The simplest problem of stress determination is solved.

Keywords: hot forging, analytical theory of cooling through porous media, Laplace transform.

Аналитическая теория теплопроводности позволяет сделать подробный и детальный анализ процесса передачи тепла в твердом теле с учетом его взаимодействия с окружающей средой. Начало этой теории было положено классической работой Фурье [1]. В настоящее время теория теплопроводности ушла далеко вперед и стала одним из наиболее глубоко разработанных разделов математической физики.

В некоторых важных процессах современной техники нагревание оболочек становится столь значительным, что вызывает падение прочности и жесткости. В связи с этим возникает необходимость тепловой защиты оболочки или учета температурных особенностей при пластическом деформировании, например, штамповке. Существует ряд методов такой защиты и учета [2]. Очень часто используются изоляция наружной поверхности оболочки огнеупорным покрытием, охлаждение внутренней поверхности оболочки, пористое охлаждение.

В работе рассмотрены нестационарные температурные поля, возникающие в этих случаях. Приведены формулы для определения температурных напряжений. Все задачи решены с помощью преобразования Лапласа. Как известно, инверсия может быть выполнена двояко [3; 4]. Один путь – это вычисление интеграла на комплексной плоскости в полюсах интегрируемой функции. Местоположение полюсов определяется по корням трансцендентного уравнения. Этот метод приводит к обычному виду решения в форме бесконечных рядов, содержащих затухающие во времени экспоненциальные члены, использование которых требует большой вычислительной работы. Поэтому, к сожалению, считается, что такие решения в инженерной практике почти неприменимы. Это мнение, однако, не учитывает возможностей современной вычислительной техники.

Другой метод инверсии – это разложение интегрируемой функции в экспоненциальные

формы. Он не требует нахождения корней трансцендентных уравнений и приводит к решениям, которые хорошо сходятся для малых значений времени, причем сходятся тем лучше, чем меньше время.

Поставленные задачи решены обоими методами. Решения всех задач даны в критериальной форме, что позволило обнаружить связи между процессами, имеющими различное физическое содержание. Поэтому приведенные решения можно использовать и для расчета некоторых задач диффузии, тепло- и массообмена: например, охлаждения металлической отливки в песчаной форме и т. д.

Основными процессами распространения тепла являются конвекция, теплопроводность и излучение [5]. В соответствии с поставленной целью в данной книге будет рассмотрен процесс распространения тепла в оболочках за счет теплопроводности. При этом предполагается, что подвод теплового потока к оболочке извне осуществляется за счет остальных двух видов переноса тепла.

Зависимость между температурой, временем и координатами следует из решения дифференциального уравнения Фурье [3]

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T + \frac{\omega}{c\gamma}, \quad (1)$$

где $T(x, \tau)$ – температура в точке с координатой x для момента времени τ ; a – коэффициент теплопроводности; ∇^2 – оператор Лапласа; ω – количество поглощаемого или выделяемого тепла в единицу времени в единице объема тела; c – удельная теплоемкость; γ – плотность.

В дальнейшем будут рассмотрены оболочки, для которых отношение толщины к радиусу кривизны достаточно мало, что позволяет рассматривать их как пластины. Поскольку толщина оболочки значительно меньше двух других ее размеров, в большинстве случаев можно принять, что направление теплового потока является нормальным к поверхности.

Для одномерного потока тепла уравнение (1) приобретает вид:

$$\frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2} + \frac{\omega}{c\gamma}. \quad (2)$$

Для расчета температурного поля необходимо знать граничные условия. Мы рассмотрим три способа задания граничных условий:

$$T(l, \tau) = T_r; \quad (3)$$

$$-\lambda \frac{\partial T(l, \tau)}{\partial x} + q = 0; \quad (4)$$

$$\lambda \frac{\partial T(l, \tau)}{\partial x} + \alpha [T(l, \tau) - T_r] = 0. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения:

l – толщина

T_r – температура восстановления;

T_c – температура восстановления для выбранного режима;

λ – коэффициент теплопроводности;

q – удельный тепловой поток;

α – коэффициент теплоотдачи.

Коэффициент теплоотдачи α зависит от многих факторов: характера сечения в пограничном слое, градиентов скорости, давления и температуры в пограничном слое и на поверхности тела и т. д. Таким образом, коэффициент теплоотдачи не является постоянной величиной. Однако в первом приближении он принят неизменным. Такой прием широко распространен.

Для решения задач, рассматриваемых в настоящей работе, применяется интегральное преобразование, которое было введено Лапласом в 1779 г. [6]:

$$\bar{f}(s) = \int_0^\infty f(\tau) e^{-s\tau} d\tau = L[f(\tau)],$$

где s – параметр преобразования Лапласа, при этом $s = \sigma + i\omega$ – некоторая комплексная величина.

Это преобразование применялось с большим успехом при решении уравнений теплопроводности [3; 4]. Пользуясь соотношением

$$L[f'(\tau)] = s\bar{f}(s) - f(0),$$

вместо дифференциального уравнения (1–2) в частных производных относительно оригинала функции получаем обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами относительно изображения. Общее решение этого уравнения содержит две постоянные. Которые определяются из соответствующих граничных условий. После решения задачи в изображениях обратное преобразование в общем случае производится по формуле обращения

$$f(\tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{s\tau} \bar{f}(s) ds.$$

Нахождение оригинала по изображению функции особенно просто, если его изображение имеется в таблицах [7].

Иногда изображение $\bar{f}(s)$ можно представить как отношение двух полиномов относительно s . Если знаменатель имеет простые корни s_n и его степень выше степени числителя, то оригинал находится по теореме разложения

$$f(\tau) = L^{-1} \left[\frac{\Phi(s)}{\psi(s)} \right] = \sum_{n=1}^n \frac{\Phi(s_n)}{\psi'(s_n)} \exp(S_n \tau).$$

Если корень $\psi(s) - S_m$ имеет кратность k , оригинал соответствующего слагаемого получается по формуле

$$\frac{1}{(k-1)!} \lim_{s \rightarrow S_m} \left\{ \frac{d^{k-1}}{ds^{k-1}} \left[\frac{\Phi(s)(s-S_m)^k}{\psi(s)} \exp(s\tau) \right] \right\}.$$

Теорема разложения справедлива и для случая, когда изображение $\bar{f}(s)$ есть отношение трансцендентных функций $\Phi(s)$ и $\psi(s)$, которые можно представить как полиномы бесконечно высокой степени относительно s :

$$\begin{aligned} \Phi(s) &= b_0 + b_1 s + b_2 s^2 + \dots; \\ \psi(s) &= a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + \dots; \end{aligned}$$

если постоянная a_0 равна нулю при $b_0 \neq 0$.

В условиях современной техники пограничный слой нагревается до высокой температуры, что вызывает в оболочках неравномерное температурное поле, и температурные напряжения [8].

При кратковременных нагревах изоляция, расположенная под оболочкой, в состоянии предохранить внутренние отсеки от нагревания. С известным приближением можно принять, что на границе между оболочкой и изоляцией тепловой поток полностью заторможен. Это облегчает математическое решение задачи, так как она сводится к задаче симметрично нагреваемой пластины.

Температурное поле пластины при симметричном тепловом воздействии детально изучено в теории теплопроводности [3]. Аналитическое решение определяет безразмерную температуру пластины при постоянной температуре окружающей среды как функцию критерия Био, критерия Фурье и безразмерной координаты ξ . Формула для $\xi=0$ и $\xi=1$ была численно определена Гребером [9,10] и приведена в диаграммах [10], в которых значения Bi отложены по оси абсцисс, а Fo (число Фурье) является параметром. Эти расчеты были продолжены Бахманом [11], в диаграммах которого величина $Bi^2 Fo$ откладывалось по оси абсцисс, а число Bi (число Био) являлось параметром. Хейслер [12] вычислил безразмерную температуру θ для более широкой области значений Fo и Bi , откладывая значения Fo по оси абсцисс и принимая Bi в качестве параметра. Подобные номограммы для определения температуры на поверхности

и в центре пластины составлены Бурдиновым [13]. Аналогичные графики для $\xi=0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1$ даны в [14]. В последнее время эта основная задача нестационарной теплопроводности была решена с помощью электронной счетно-вычислительной машины. Результаты даны в работах Григуллы [15; 16].

Используя аналитическое решение для температурного поля симметрично нагреваемой пластины, определяют температурные напряжения. В [8] T_r и α приняты постоянными. Для случая закрепления, при котором исключается возможность изгиба, в [17] даны кривые изменения напряжения на нагреваемой поверхности для $0 \leq Fo \leq 0,2$ при различных значениях Bi . В этой же работе приведены кривые изменения максимального напряжения на нагреваемой поверхности по параметру Bi . Эти напряжения на нагреваемой поверхности являются наиболее высокими в пластине. В [18] приведены кривые напряжения на нагреваемой поверхности по параметру Fo как для незакрепленной пластины, так и для случая закрепления, исключая возможность изгиба. В [19] рассмотрен также случай изменения T_r во времени по линейному закону при $\alpha = \text{const}$. В [19], как T_r , так и α изменяются по линейному закону. Наиболее сложным и близким к действительности является решение [20]. В нем T_r и α представлены как сумма постоянной и двух экспоненциальных функций с отрицательным показателем, который пропорционален времени.

Так как решения настоящего раздела являются частным случаем решений, рассмотренных ниже, то они не приводятся.

Металлическая оболочка с внешним теплоизоляционным слоем

В последнее время ведутся поисковые исследования новых тугоплавких сплавов, предназначенных для работы при температурах выше 1000°C . Однако новые материалы не удовлетворяют одновременно всем техническим требованиям. Так, высокая жаропрочность часто сочетается либо с высокой хрупкостью, либо с интенсивной окисляемостью поверхности.

Для защиты металлических стенок от нагрева применяются огнеупорные покрытия [23]. Они используются и для тепловой защиты обшивки летательного аппарата [2]. Представляет практический интерес оценка эффективности данного метода. Для этого следует рассчитать температуру металлической стенки, защищенной таким покрытием, а также оценить ве-

личину термических напряжений. Напряжения будут существовать как при нестационарном, так и при стационарном температурном поле, если температура отличается от начальной.

Схема рассматриваемой задачи представлена на рисунке. Температурное поле изоляции описывается уравнением (2) при $w=0$.

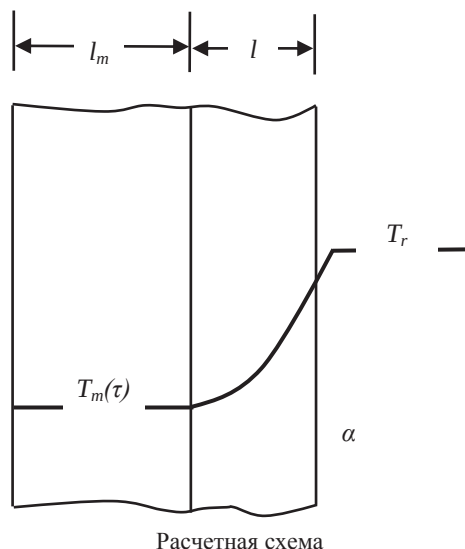
$$\frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(x, \tau)}{\partial x^2}.$$

Начальные температуры металла и изоляции одинаковы:

$$T_m(0) = T(x, 0) = T_0.$$

Между металлической обшивкой и теплоизоляционным слоем имеется идеальный тепловой контакт. Поэтому температуры обоих слоев в точках соприкосновения одинаковы:

$$T_m(\tau) = T(0, \tau).$$



Температура металлической стенки вследствие высокой теплопроводности металла практически одинакова во всех точках. Тепловой поток между металлической стенкой и окружающим пространством невелик и им можно пренебречь. Таким образом, все количество тепла, которое переходит через изоляцию, аккумулируется металлом. Из уравнения теплового баланса получается:

$$-\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial x} + c_m \gamma_m l_m \frac{dT_m(\tau)}{d\tau} = 0.$$

В начальный момент времени ($\tau=0$) на поверхности $x=l$ выполняется одно из условий: (1–3), (1–4) или (1–5).

При определении термических напряжений предполагается, что пластина не имеет защемлений и механических нагрузок. Взаимодействие между полем упругости и тепловым полем пренебрежимо мало [24–26]. Поэтому задача о распределении температур рассматривается отдельно, вне связи с расчетом напряжений. Поскольку скорость изменения температурного поля мала в сравнении со звуковой, температурные напряжения определяются распределением температур в данный момент без учета инерционных сил, соответствующих движению частиц оболочки при переменном тепловом расширении.

В таком случае, опуская промежуточные выкладки и применяя начальное условие задачи термоупругости – равенство нулю краевых напряжений на свободных краях оболочки, получаем итоговое уравнение для определения напряжений внутри оболочки в заданный момент времени:

$$\frac{\sigma(x, \tau)}{\beta E [T_c - T_0]} = \theta_1(Fo) \frac{1 - \frac{\beta_m}{\beta} \frac{\theta_m(Fo)}{\theta_1(Fo)}}{1 + \frac{lE}{l_m E}} + \theta(\xi, Fo) - \theta_1(Fo),$$

где $\xi = x/l$ – безразмерная координата; σ – температурные напряжения; β – коэффициент линейного расширения; E – модуль Юнга; T_0 – начальная температура; $\theta = \frac{T(x, \tau) - T_0}{T_c - T_0}$ – безразмерная температура.

Таким образом, разрешена задача об определении температурных напряжений в любой точке металлической оболочки сколь угодно сложной формы, в любой момент времени при нагреве, что позволяет определять необходимость дополнительного нагрева или охлаждения перед окончательной передачей под пуансон при горячей объемной штамповке.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Fourier J. Théorie analytique de la chaleur, Paris, 1822.
2. Сахаров, Г. И. Нагрев тел при движении с большими сверхзвуковыми скоростями / Г. И. Сахаров, В. В. Андреевский, В. З. Букреев. – Оборонгиз, 1961.
3. Лыков, А. В. Теория теплопроводности / А. В. Лыков. – Гостехиздат, 1952.
4. Карслоу, Г. И. Теплопроводность твердых тел / Г. И. Карслоу, Д. Егер. – Изд-во «Наука», 1964.
5. Михеев, М. А. Основы теплопередачи / М. А. Михеев. – Госэнергоиздат, 1956.
6. Laplace, P. S., Sur les suites, Mém. Acad. Sci., Oeuvres complètes, 1779, vol. 10, p. 1-89.
7. Диткин, В. А. Справочник по операционному исчислению / В. А. Диткин, А. П. Прудников. – Изд-во «Высшая школа», 1965.

8. *Гейтвуд, Б. Е.* Температурные напряжения / Б. Е. Гейтвуд. – Изд-во иностранной литературы, 1959.
9. *Gröber H.*, Die Grundgesetze der Wärmeleitung und des Wärmeüberganges, Berlin, 1921.
10. *Gröber H.*, Z. VDI, 1925, Bd. 69, S. 705.
11. *Bachmann H.*, Tafeln für die Abkühlungsvorgänge einfacher Körpern, Berlin, 1938.
12. *Heissler M. P.* Trans. ASME, 1947, vol. 69, 227/236.
13. *Иванцов, Г. П.* Нагрев металлов / Г. П. Иванцов. – Мателлургиздат, 1948.
14. *Boelter L., Johnson H. and oth.* Heat Transfer Notes, University of California Press, Berkeley, Calif., 1948.
15. *Григуль, У.* Температурные поля в простых телах / У. Григуль // Сборник статей «Тепло- и массоперенос», т. V. – Госэнергоиздат, 1963.
16. *Grigull U.* Temperatúrausgleich in einfachen Körpern, Springer-Verlag, 1964.
17. *Heissler, M. P.* Transient Thermal Stresses on Slabs and Circular Pressure Vessels, J. Appl. Mech., 1953, vol. 20, p. 261.
18. *Przemieniecki, J.* Transient Temperatures and Stresses in Plates Attained in High Speed Flight, JAS, 1955, vol. 22, p. 345.
19. *Kaye J. and Yeh V. C. M.* Design Charts for Transient Temperature Distribution Resulting from Aerodynamic Heating at Supersonic Speeds, J. of Aeronautical Sciences. 1995, vol. 22, p. 751.
20. *Shin Juan Chen.* Transient Temperature and Termal Stresses in Skin of Hypersonic Vehicle with Variable Boundary Condition, Trans. Of the ASME, 1958, vol. 7.
21. *Городов, А. Н.* Температура неограниченного цилиндра в потоке с пульсирующими скоростью и температурой / А. Н. Городов // Прикладная математика и механика, т. XIX, вып. 2. – 1955 год.
22. *Каганов, М. А.* О температуре тел в среде с пульсирующими теплоотдачей и температурой / М. А. Каганов, Ю. Л. Розеншток // Журнал прикладной механики и технической физики. – № 3. – 1962.
23. *Барпер, М.* Ракетные двигатели / М. Барпер, А. Жомотт, Б. Ф. Вебек, Ж. Ванденкеркхове. – Оборонгиз, 1962.
24. *Hemp W. S.* Aero. Quart., 1956, vol. 7, №3, p. 184-192.
25. *Biot M. A.* Cornell Aero. Lab. Rep. SA-987-S-3, 1956.
26. *Biot M. A. J.* Aero. Sci. Preprint, v. 661, 1957.