

## ЛИТЕРАТУРА

1. Киселев А. И. ФГВ, 1977, 13, 1, 118.
2. Золотарев С. И., Воротникова О. И., Нестеренко В. Ф. и др. // Материалы Междунар. семинара HERAPS-88.— Новосибирск, 1989.
3. Нестеренко В. Ф., Аввакумов Е. Г., Першин С. А. и др. ФГВ, 1989, 25, 5.
4. Шур Я. С., Кандаурова Г. С., Магат Л. М. и др. ФММ, 1966, 22, 1, 39.
5. Нестеренко В. Ф. // Сб. тр. 7-го Междунар. симп. «Использование энергии взрыва для производства металлических материалов с новыми свойствами», Пардубице, ЧССР, 25—27 окт. 1988 г.— Т. 3.
6. Нестеренко В. Ф., Лазариди А. Н., Першин С. А. и др. // Материалы Междунар. семинара HERAPS-88.— Новосибирск, 1989.

Поступила в редакцию 17/XI 1988,  
после доработки — 2/III 1988

УДК 539.32

## К РАСЧЕТУ КАМЕР ДЛЯ ТЕРМОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

*П. Л. Абидуев, В. М. Корнев, В. И. Манжалей*  
(Новосибирск)

Камера для термоэнергетической обработки материалов это, как правило, герметически закрытый на время подрыва газовой смеси толсто-стенный сосуд цилиндрической формы. Она предназначена в основном для удаления заусениц деталей с помощью энергии детонационной волны [1]. Для тепловой защиты она может быть выполнена двухслойной с тонким внутренним покрытием из материала с высокой теплопроводностью. Поскольку камеры для обработки материалов газовой детонацией предназначены для достаточно длительной эксплуатации, то их конструктивные параметры должны быть выбраны таким образом, чтобы они удовлетворяли условиям длительной прочности.

Сложный процесс взаимодействия стенок камеры с продуктами детонации может быть представлен следующим образом. При инициировании газовой смеси вдоль стенок камеры начинают распространяться ударные волны (УВ), многократно отражаясь от торцов камеры, причем амплитуды волн, которые могут достигать несколько сотен атмосфер, быстро затухают во времени  $\sim 10^{-2}$  с [2]. Тепловой поток к стенкам камеры, обусловленный вынужденной конвекцией продуктов детонации, также характеризуется быстроубывающей функцией времени, имеющей примерно тот же порядок затухания, что и для УВ [3]. В работе [3] исследована зависимость теплового потока от времени  $Q(\tau)$  и на основе экспериментальных данных получена следующая приближенная формула:

$$Q(\tau) = Q_1 \exp(-\gamma\sqrt{\tau}) + Q_2 \exp(-\beta\tau), \quad (1)$$

где постоянные  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  зависят от геометрических размеров камеры, начального давления и состава газовой смеси.

В рамках линейной теории упругости расчет напряженно-деформированного состояния (НДС) камеры можно разделить на две независимые задачи:

- а) расчет динамической реакции камеры, вызванной действием УВ;
- б) расчет температурного поля с учетом соотношения (1); затем по полю температур определяются термоупругие напряжения в рамках невязанной квазистатической теории термоупругости.

В настоящей работе остановимся на второй задаче. Толщина  $H$  стенки камеры по сравнению с внутренним радиусом  $R$  и длиной  $L$  мала (обычно  $R/H \approx 4 \div 6$ ,  $L/H \approx 9$ ). Поэтому с достаточной для практики сте-

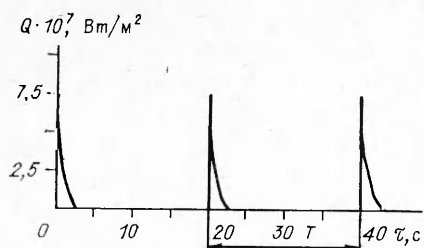


Рис. 1. Периодический тепловой поток  $F(\tau)$  с периодом  $T$ .

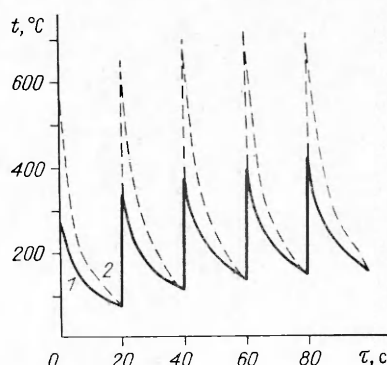


Рис. 2. Изменение температуры внутренней поверхности камеры при пяти циклах обработки материалов (численный эксперимент).  
1 — двухслойная камера; 2 — однослойная.

пенью точности (пренебрегая потерями тепла с торцов и также кривизной цилиндрической поверхности) при определении поля температур стенку камеры можно заменить бесконечной двухслойной пластиной при наличии тепловой защиты или однослойной — при ее отсутствии. Пренебрежение кривизной цилиндрической поверхности вносит в поле температур погрешность только в сторону завышения температуры, что можно отнести в запас прочности.

В реальных камерах цикл подрыва газовой смеси повторяется через определенный период времени  $T = 20 \div 40$  с. Проведены численные эксперименты, когда на внутреннюю поверхность камеры периодически действует тепловой поток (рис. 1) с некоторым периодом  $T$  (в численном расчете  $T = 20$  с) при постоянной температуре на внешней поверхности. Они показали, что уже через 6—7 циклов подрыва газовой смеси в камере практически устанавливается периодическое температурное поле с тем же периодом (рис. 2). При численном расчете для двухслойной камеры в качестве параметров внутреннего и внешнего слоев приняты параметры меди и стали соответственно. В случае однослойной камеры использовались параметры стали.

Установившееся поле температур в камере может быть получено другим путем без рассмотрения переходного процесса, когда отыскиваются асимптотические выражения для поля температур при заданном периодическом тепловом потоке. Аналогичная задача изучалась еще Фурье. Обозначим через  $F(\tau)$  периодический тепловой поток, так что выполняется условие

$$F(\tau + nT) = Q(\tau), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Рассмотрим случай однослойной камеры. Поле температур удовлетворяет уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad (2)$$

на внешних поверхностях камеры выполняются следующие условия:

$$\lambda \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = -F(\tau), \quad t(H, \tau) = 0, \quad (3)$$

где  $\lambda$ ,  $a$  — коэффициенты тепло- и температуропроводности. Так как изучается процесс теплопроводности в момент, достаточно удаленный от начального, то влияние начальных условий практически не сказывается на распределении температуры.

Разложим в ряд Фурье на отрезке времени  $[0, T]$  тепловой поток  $F(\tau)$  (см. рис. 1)

$$F(\tau) = Q_0 + \sum (a_n \cos \omega_n \tau + b_n \sin \omega_n \tau) = Q_0 + \sum A_n \cos(\omega_n \tau - \varepsilon_n), \quad (4)$$

$$Q_0 = \frac{1}{T} \int_0^T Q(\tau) d\tau, \quad \omega = T/2\pi, \quad \omega_n = n\omega,$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^T Q(\tau) \cos \omega_n \tau d\tau, \quad b_n = \frac{2}{T} \int_0^T Q(\tau) \sin \omega_n \tau d\tau.$$

Решение задачи (2), (3) может быть получено как суперпозиция решений, соответствующих слагаемым в (4), т. е.

$$t(x, \tau) = t_0(x) + \sum t_n(x, \tau). \quad (5)$$

Для соответствующей статической задачи с граничными условиями

$$\lambda \frac{\partial t_0(0)}{\partial x} = -Q_0, \quad t_0(H) = 0$$

имеем

$$t_0(x) = Q_0(H - x)/\lambda. \quad (6)$$

Функции  $t_n(x, \tau)$  представляют собой температурные волны, они удовлетворяют уравнению теплопроводности (2) и граничным условиям:

$$\lambda \frac{\partial t_n(0, \tau)}{\partial x} = -A_n \cos(\omega_n \tau - \varepsilon_n), \quad t_n(H, \tau) = 0. \quad (7)$$

Решение этой задачи ищется как вещественная часть от выражения [4]

$$\vartheta_n(x, \tau) = X_n(x) \exp[i(\omega_n \tau - \varepsilon_n)]. \quad (8)$$

Поскольку при таком представлении получаемый результат для параболического случая имеет характер погранслоя [5], то второе из граничных условий (7) можно заменить более простым:

$$t_n(x, \tau) \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad x \rightarrow \infty. \quad (9)$$

Определим функцию  $X_n(x)$  и, выделяя вещественную часть в (8), получим

$$t_n(x, \tau) = A_n \left( \frac{a}{\omega_n \lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left( - \left( \frac{\omega_n}{2a} \right)^{\frac{1}{2}} x \right) \cos \left( \left( \frac{\omega_n}{2a} \right)^{\frac{1}{2}} x - \omega_n \tau + \varepsilon_n + \pi/4 \right). \quad (10)$$

Таким образом, установившееся периодическое температурное поле в однородной камере определяется выражениями (5), (6), (10). Теперь в качестве модели однослойной камеры рассмотрим цилиндр. Очевидно, аналогичное поле температур представляется в виде (5). Вместо  $t_0(x)$  берется

$$t_1(r) = Q_0 R_0 \ln(R_2/r)/\lambda.$$

Здесь  $R_0, R_2$  — внутренний и внешний радиусы камеры;  $r$  — текущий радиус,

$$t_1(R_0) = Q_0 R_0 \ln(1 + H/R_0) \approx Q_0 R_0 \times (H/R - H^2/(2R^2))/\lambda < Q_0 H/\lambda = t_0(0).$$

Для статического слагаемого в (5) в плоском случае температура внутренней поверхности всегда превосходит соответствующую для модели камеры, где используется цилиндр. Легко можно показать, что аналогичные соотношения выполняются и для температурных волн.

При наличии тепловой защиты, т. е. для двухслойных стенок, установившееся периодическое поле температур находится аналогично. Для отыскания решения можно воспользоваться, например, методом, основанным на применении обобщенных функций [6]. Физико-механические характеристики рассматриваемой системы представляются в виде

$$p(x) = p_1 + (p_2 - p_1) S_-(x - h_1),$$

где  $p_1$  и  $p_2$  — соответственно характеристики внутреннего и внешнего

слоев;  $h_1$  — толщина внутреннего слоя;  $S_-(x)$  — асимметричная единичная функция, определяется следующим образом:

$$S_-(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Установившееся поле температур в двухслойной стенке камеры удовлетворяет уравнению теплопроводности [6]

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial \tau} \left[ \frac{1}{a_1} + \left( \frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} \right) \right] S_-(x - h_1) + \left( 1 - k_\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \Big|_{x=h_1} \delta_-(x - h_1) \right). \quad (11)$$

Здесь  $k_\lambda = \lambda_2/\lambda_1$ ;  $a_i$ ,  $\lambda_i$  ( $i = 1, 2$ ) — коэффициенты температуро- и теплопроводности первого и второго слоев;  $\delta_-(x)$  — дельта-функция Дирака. На внешних поверхностях двухслойной пластины выполняются условия (3). Решение задачи (11) и (3), как и в однослойном случае, состоит из статического слагаемого и температурных волн, соответствующих отдельным гармоникам в (4). Обозначив через  $t_1(x, \tau)$  и  $t_2(x, \tau)$  периодические температурные поля во внутреннем и внешнем слоях, запишем ( $h_2$  — толщина внешнего слоя):

$$t_i(x, \tau) = t_{i0}(x) + \Sigma t_{in}(x, \tau), \quad i = 1, 2; \quad (12)$$

$$t_{10}(x) = Q_0(h_1 - x)/\lambda_1 + Q_0 h_2/\lambda_2, \quad (13)$$

$$t_{20}(x) = Q_0(H - x)/\lambda_2.$$

Функции  $t_{in}(x, \tau)$  удовлетворяют уравнению (11) и для них выполняются граничные условия (7). Они определяются совершенно аналогично, как и для случая однослойной камеры. Выпишем решения в окончательном виде: в первом слое

$$t_{1n}(x, \tau) = \frac{A_n}{\sqrt{2k_{1n}D}} \{ (k_{1n}^2 - k_\lambda^2 k_{2n}^2) [\exp(z_1) \cos(z_2 + \varphi) - \exp(-z_1) \cos(z_2 - \varphi)] + (k_{1n} - k_\lambda k_{2n})^2 [\exp(-z_2) \cos(z_1 - \varphi) - \exp(z_2) \cos(z_1 + \varphi)] \}, \quad (14)$$

во втором слое

$$t_{2n}(x, \tau) = \frac{A_n \sqrt{2}}{D} \{ \exp(-z_3 + k_{1n}h_1) \cos(z_3 + k_{1n}h_1 + \varphi) (k_{1n} + k_\lambda k_{2n}) - (k_{1n} - k_\lambda k_{2n}) \exp(-z_3 - k_{1n}h_1) \cos(z_3 - k_{1n}h_1 - \varphi) \}. \quad (15)$$

Здесь введены обозначения

$$k_{in} = \sqrt{\omega_n/2a_i}; \quad i = 1, 2; \quad z_1 = k_{1n}x;$$

$$z_2 = k_{1n}(x - 2h_1); \quad z_3 = k_{2n}(x - h_1);$$

$$\varphi = \omega_n \tau - \varepsilon_n - \pi/4; \quad D = \exp(2k_{1n}h_1) (k_{1n} + k_\lambda k_{2n})^2 + \exp(-2k_{1n}h_1) \times \\ \times (k_{1n} - k_\lambda k_{2n})^2 + 2(k_{2n}^2 k_\lambda^2 - k_{1n}^2) \cos(2k_{1n}h_1).$$

Итак, установившееся периодическое температурное поле в двухслойной камере описывается приближенно выражениями (12) — (15).

Для сравнения полученные формулы сопоставляются с результатами численного эксперимента (см. рис. 2). На рис. 3 изображаются изменения температуры на внутренней поверхности однослойной и двухслойной камер за один период  $T$ . Небольшое завышение температур при применении полученных выше формул по сравнению с результатами численного эксперимента можно объяснить тем, что при определении температурных волн толщина стенки камеры принята бесконечно большой. Недостатком полученных решений для температурного поля в данной работе является плохая сходимость рядов (5) и (12) и соответственно

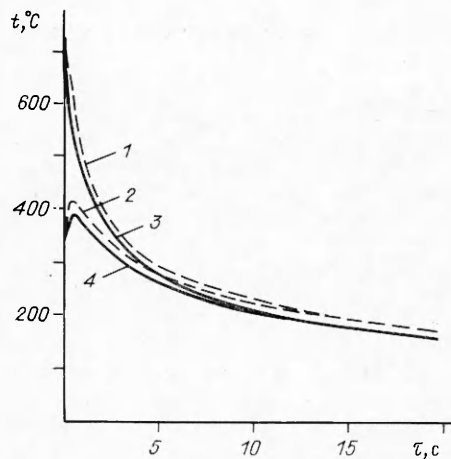


Рис. 3. Изменение температуры внутренней поверхности за один период при установившемся периодическом температурном режиме.

1, 2 — изменение температуры в однослойной и двухслойной камерах; 3, 4 — численный эксперимент (данные соответствуют седьмому циклу обработки материалов).

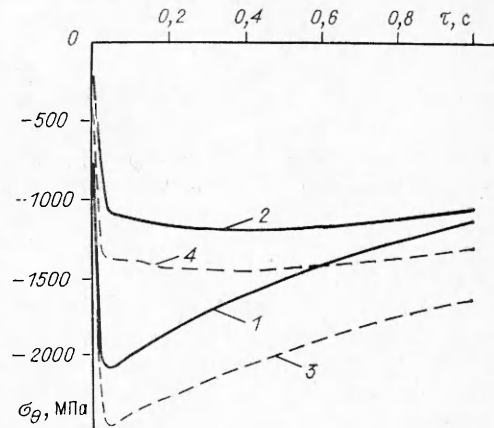


Рис. 4. Зависимость окружных температурных напряжений внутренней поверхности камеры от времени.

1, 2 — точные формулы; 3, 4 — приближенные.

рядов (4). Это можно объяснить тем, что функция теплового потока  $F(\tau)$  на  $[0, T]$  испытывает разрыв первого рода и быстро убывает.

Одно из необходимых условий нормальной работы камер состоит в том, что перед очередным иницированием газовой смеси температура внутри камеры не должна превышать  $200^\circ\text{C}$  ввиду самопроизвольного возгорания газовой смеси при  $t > 260^\circ\text{C}$ . В численных расчетах, где принято  $T = 20$  с, получено, что в установившемся режиме температура внутренней поверхности не превышает  $170\text{--}180^\circ\text{C}$ . Очевидно, при увеличении  $T$  это значение уменьшается.

Температурные напряжения в однослойном цилиндре можно рассчитать по формулам [7]:

$$\sigma_\theta(r, \tau) = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left( -t(r, \tau) + \frac{1}{r^2} \int_{R_0}^{R_0} t(r, \tau) r dr + \frac{r^2 + R_0^2}{r^2 (R_2^2 - R_0^2)} \int_{R_0}^{R_2} t(r, \tau) r dr \right),$$

$$\sigma_r(r, \tau) = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left( \frac{r^2 - R_0^2}{r^2 (R_2^2 - R_0^2)} \int_{R_0}^{R_2} t(r, \tau) r dr - \frac{1}{r^2} \int_{R_0}^{R_2} t(r, \tau) r dr \right), \quad (16)$$

$$\sigma_z(r, \tau) = -\alpha E t(r, \tau) + \nu(\sigma_\theta(r, \tau) + \sigma_r(r, \tau)),$$

где  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_r$ ,  $\sigma_z$  — соответственно окружные, радиальные и осевые напряжения;  $E$  — модуль упругости;  $\nu$ ,  $\alpha$  — коэффициенты Пуассона и линейного расширения.

Для двухслойного цилиндра аналогичные выражения для температурных напряжений можно получить сравнительно легко, например, с помощью метода, основанного на использовании обобщенных функций [6, 8] (ввиду громоздкости они здесь не приводятся).

Нас интересуют главным образом температурные напряжения на внутренней поверхности потому, что именно там они достигают максимального значения. Радиальные напряжения на внутренней поверхности отсутствуют. Для оценок сверху абсолютных значений окружных температурных напряжений воспользуемся следующей формулой, которая соответствует температурным напряжениям в пластине:

$$\sigma_\theta(r, \tau) = -\alpha E t(r, \tau) / (1 - \nu). \quad (17)$$

На рис. 4 представлены окружные температурные напряжения в зависимости от времени на внутренней поверхности однослойной и двух-

слойной камер, которые получены при применении точных формул для напряжений в однослойном (16) и двухслойном цилиндрах, и при применении приближенной формулы (17). Были использованы установившиеся температурные периодические поля, полученные выше. Рассмотренный промежуток времени составил  $T$ . Видно, что с помощью (17) можно оценить максимальные окружные напряжения на внутренней поверхности однослойной и двухслойной камер. Погрешность, получающаяся при сопоставлении с точными решениями, может быть отнесена в запас прочности.

Так как напряженно-деформированное состояние камеры складывается из суммы динамических и температурных напряжений, стенки камеры должны обладать хорошей несущей способностью (например, сталь), выдерживающей большие динамические нагрузки. Тепловая защита, состоящая из тонкого внутреннего слоя из материала с высокой теплопроводностью (медь), по-видимому, должна служить для снижения температурных напряжений в стальном слое.

В численном расчете приняты следующие значения постоянных:  $\lambda_1 = 401$  Вт/(м·град),  $\lambda_2 = 75$  Вт/(м·град),  $a_1 = 1,16 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $a_2 = 0,16 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $\alpha_1 = 1,66 \cdot 10^{-5}$  град<sup>-1</sup>,  $\alpha_2 = 1,13 \cdot 10^{-5}$  град<sup>-1</sup>,  $E_1 = 13,4 \cdot 10^4$  МПа,  $E_2 = 21 \cdot 10^4$  МПа,  $\nu_1 = 0,368$ ,  $\nu_2 = 0,27$ ,  $Q_1 = 3,65 \times 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>,  $Q_2 = 3,66 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\gamma = 3,36$  с<sup>-1/2</sup>,  $\beta = 41,4$  с<sup>-1</sup>,  $h_1 = 0,004$  м,  $h_2 = 0,036$  м. Здесь  $E_i$  ( $i = 1, 2$ ) — модули упругости первого и второго слоев камеры;  $\nu_i, \alpha_i$  ( $i = 1, 2$ ) — соответственно коэффициенты Пуассона и линейного расширения первого и второго слоев.

Итак, получены асимптотические выражения для поля температур в одно- и двухслойной камерах для термоэнергетической обработки материалов при периодическом тепловом потоке, действующем на внутреннюю поверхность. Для оценок максимальных температурных напряжений, обусловленных периодическим температурным полем, приведены простые приближенные формулы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Колоколов Б. А., Саранча В. Н., Лосев А. В. // Высокоскоростная обработка материалов давлением в машиностроении. — Харьк. авиац. ин-т, 1977. — Вып. 6.
2. Манжалей В. И. // Динамика сплошной среды. — Новосибирск, 1986. — Вып. 78.
3. Адодин С. М., Манжалей В. И. // Там же. — Вып. 74.
4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1977.
5. Вишик М. И., Люстерник Л. Н. УМН, 1960, 15, 4.
6. Подстригач Я. С., Ломакин В. А., Коляно Ю. М. Термоупругость тел неоднородной структуры. — М.: Наука, 1984.
7. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. — М.: Наука, 1979.
8. Бичуя А. Л., Лозбень В. Л., Стасюк С. Т. Проблемы прочности, 1977, 7.

Поступила в редакцию 30/XI 1988

УДК 662.215.4

#### О СПОНТАННОМ ВЗРЫВЕ ГЕКСАМЕТИЛЕНТРИПЕРОКСИДИАМИНА

А. Е. Фогельзанг, В. В. Серушкин, В. П. Синдицкий  
(Москва)

Существуют весьма противоречивые мнения о повышенной относительной опасности больших кристаллов инициирующих взрывчатых веществ. В [1, 2] указывается, что крупные кристаллы  $\beta$ -азиды свинца обладают особо высокой чувствительностью к механическим воздействиям. В ра-