

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

24 $\frac{53}{A-92}$

п БИБЛИОТЕКА

Атомная энергия

147612

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:
А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ,
Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора), И. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОЛЖЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН,
И. Ф. КВАРЦАВА, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ (зам. главного редактора),
А. К. КРАСИН, А. В. ЛЕБЕДИНСКИЙ, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ,
М. Г. МЕШЕРЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор),
И. И. НОВИКОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО,
К. Э. ЭРГИС, М. В. ЯКУТОВИЧ

МАРТ
ТОМ 14 1963 ВЫП. 3

БИБЛИОТЕКА



К динамике сферически симметричного быстрого импульсного реактора

В. Ф. Колесов

На основе линейной теории упругости и теории возмущений получены уравнения динамики металлического сферически симметричного быстрого импульсного реактора, охватывающие как быстрые процессы, когда тепловое расширение активной зоны отстает от роста температуры, так и сравнительно медленные, при которых справедливо рассмотрение с использованием постоянного теплового коэффициента гашения реактивности. Уравнения решены для реактора со сплошной активной зоной и реактора, активная зона которого расчленена на четыре сферически симметричные области. Приведены характеристики импульсов мощности, а также зависимость величин термических и динамических напряжений в материале активной зоны от начальной реактивности или энерговыделения за импульс.

Введение

Саморегулирование быстрого импульсного реактора обусловлено тепловым расширением активной зоны. При описании процессов в таком реакторе главная задача — установление зависимости перемещения среды активной зоны от мощности реактора, а также зависимости коэффициента размножения нейтронов от перемещения.

В работе [1] для описания аварийных процессов в быстрых реакторах используется нейтронно-гидродинамическая система уравнений, при выводе которой среда реактора рассматривается как жидкость с определенным уравнением состояния. Эта система уравнений применена в работе [1] для описания процессов в быстром импульсном реакторе «Годива». Однако в реакторах типа реактора «Годива» металл в процессе импульса не переходит в жидкое состояние, а развивающиеся давления сравнительно невелики. Поэтому использование гидродинамической модели в данном случае является довольно грубым приближением. Тем более оно не оправдывается для активной зоны с зазорами.

Реактор типа реактора «Годива» по своему назначению рассчитан на повторение большого числа импульсов. Это возможно, если

возникающие в процессе импульса деформации не выходят за пределы упругих. Поэтому в настоящей работе активная зона рассматривается как идеально упругая среда и с помощью теории возмущений определяется связь реактивности с перемещением среды. Полученная при таком рассмотрении система уравнений значительно проще и точнее описывает процессы в реакторе.

Основные уравнения

Рассмотрим процессы в реакторе, активная зона которого состоит из концентрических слоев (центральную сферу тоже будем называть слоем). Пусть слои разделены небольшими зазорами, достаточными для свободных перемещений каждого слоя.

Запишем уравнение кинетики реактора в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = & \frac{k(1-\beta)-1}{\tau_0} n + \sum_{i=1}^l \frac{\lambda_i \beta_i}{\tau_0} \times \\ & \times \int_0^{\xi} n(\xi) \exp[-\lambda_i(t-\xi)] d\xi + \\ & + \sum_{i=1}^l \lambda_i C_i(0) \exp[-\lambda_i t], \end{aligned} \quad (1)$$

где n — мощность реактора, $M_{\text{вт}}$; k — эффективный коэффициент размножения нейтронов; τ_0 — время жизни нейтронов в реакторе; λ_i , β_i — постоянная распада и доля запаздывающих нейтронов группы i ; $\beta = \sum_{i=1}^l \beta_i$; $C_i(0)$ — начальная концентрация предшественников запаздывающих нейтронов группы i , $M_{\text{вт}}$.

Для радиальных перемещений упругой среды при неравномерном нагреве для каждого слоя справедливо уравнение [2]

$$(\lambda + 2\mu) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right) - \beta_0 \frac{\partial \Theta}{\partial r} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где $u(r, t)$ — радиальное перемещение среды; $\Theta(r, t)$ — отклонение локальной температуры от начальной; ρ — плотность среды; λ , μ — постоянные Ламе; $\beta_0 = (3\lambda + 2\mu)K$ (здесь K — температурный коэффициент линейного расширения).

Так как на поверхностях силы отсутствуют, то в качестве граничных условий имеем

$$(\lambda + 2\mu) \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\lambda}{r} u = \beta_0 \Theta \quad \text{при граничных } r. \quad (3)$$

Пренебрегая работой расширения и влиянием процессов теплопроводности (эти допущения обоснованы ниже), получим

$$\Theta(r, t) = \frac{D}{r} q(t) \sin \frac{\pi}{R_0} r. \quad (4)$$

Здесь R_0 — экстраполированный радиус активной зоны; D — постоянная, зависящая от размеров и теплоемкости активной зоны;

$$q(t) = \int_0^t n(\xi) d\xi - \text{энерговыведение, } M_{\text{вт}} \cdot \text{сек.}$$

Представим коэффициент размножения нейтронов в виде

$$k(t) = k_0(t) + \Delta k(t), \quad (5)$$

где $k_0(t)$ — коэффициент размножения нейтронов без учета теплового расширения среды; $\Delta k(t)$ — изменение коэффициента размножения вследствие теплового расширения.

Нетрудно показать, что связь Δk с перемещением среды приближенно может быть

задана с помощью функционала

$$\Delta k(t) = 4\pi Q \int_0^{R_0} u(r, t) r^2 \frac{dW_r}{dr} dr, \quad (6)$$

где $W(r)$ — функция возмущений реактивности, определяемая как нормированное на 1 с изменение коэффициента размножения нейтронов при внесении внутрь активной зоны в точку r небольшого образца из материала активной зоны; R_0 — начальный радиус реактора.

Уравнения (1)–(6) составляют замкнутую систему уравнений реактора.

Найдем сначала решение уравнений (2)–(4) в зависимости от мощности $n(t)$.

Граничные условия (3) неоднородны. Поэтому введем замену

$$u(r, t) = v(r, t) + g(r, t) \quad (7)$$

при условиях

$$(\lambda + 2\mu) \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\lambda}{r} v = 0 \quad \text{при граничных } r; \quad (8)$$

$$(\lambda + 2\mu) \frac{\partial g}{\partial r} + \frac{2\lambda}{r} g = \beta_0 \Theta \quad \text{при граничных } r; \quad (9)$$

Решение уравнения (9) для слоя с внутренним радиусом R_1 , внешним радиусом R_2 и температурой на границах соответственно $\Theta_1(t)$; $\Theta_2(t)$ берем в виде

$$g(r, t) = \frac{\beta_0 (\Theta_2 R_2 - \Theta_1 R_1)}{(3\lambda + 2\mu)(R_2 - R_1)} r + \frac{\beta_0 R_1 R_2 (\Theta_1 - \Theta_2)}{2\lambda (R_2 - R_1)}. \quad (10)$$

Уравнение для v получим, подставив (7) и (10) в (2):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{v}{r} \right) - f(r, t) = a^2 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (11)$$

где

$$f(r, t) = \frac{\beta_0}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{\beta_0 R_1 R_2 (\Theta_1 - \Theta_2)}{\lambda (R_2 - R_1)} \frac{1}{r^2} + \frac{\rho \beta_0}{\lambda + 2\mu} \left[\frac{r}{(3\lambda + 2\mu)(R_2 - R_1)} \left(R_2 \frac{d^2 \Theta_2}{dt^2} - R_1 \frac{d^2 \Theta_1}{dt^2} \right) + \frac{R_1 R_2}{2\lambda (R_2 - R_1)} \left(\frac{d^2 \Theta_1}{dt^2} - \frac{d^2 \Theta_2}{dt^2} \right) \right]; \quad (12)$$

$$a^2 = \frac{\rho}{\lambda + 2\mu}.$$

Собственные функции уравнения (11) без свободного члена представим в виде [3]

$$v_k(r) = \frac{d}{d(h_k r)} \left(\frac{\sin h_k r + B_k \cos h_k r}{h_k r} \right), \quad (13)$$

где

$$B_k = \frac{(\lambda + 2\mu) [(2 - h_k^2 R_1^2) \operatorname{tg} h_k R_1 - 2h_k R_1] + 2\lambda (h_k R_1 - \operatorname{tg} h_k R_1)}{2\lambda (h_k R_1 \operatorname{tg} h_k R_1 + 1) - [(2 - h_k^2 R_1^2) + 2h_k R_1 \operatorname{tg} h_k R_1] (\lambda + 2\mu)}; \quad (14)$$

h_k — корни следующего уравнения частот:

$$\frac{vhR_1 + (h^2 R_1^2 - v) \operatorname{tg} hR_1}{(h^2 R_1^2 - v) - vhR_1 \operatorname{tg} hR_1} = \frac{vhR_2 + (h^2 R_2^2 - v) \operatorname{tg} hR_2}{(h^2 R_2^2 - v) - vh \operatorname{tg} hR_2} \quad (15)$$

(здесь $v = \frac{4\mu}{\lambda + 2\mu}$).

Используя метод разложения по собственным функциям, найдем решение уравнения (11) в виде

$$v(r, t) = - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{v_k(r)}{ah_k} \int_0^t A_k(\xi) \sin \frac{h_k}{a} (t - \xi) d\xi, \quad (16)$$

где

$$A_k(t) = \frac{\int_{R_1}^{R_2} r^2 f(r, t) v_k(r) dr}{\int_{R_1}^{R_2} r^2 v_k^2(r) dr} \quad (17)$$

(здесь принято $v(r, 0) = v'_i(r, 0) = 0$).

Применяя соотношения (6) и (7) и производя в (6) интегрирование в пределах одного слоя, получим выражение для Δk

$$\Delta k(t) = a_0 q(t) + \int_0^t \frac{dn(\xi)}{d\xi} \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin \gamma_k (t - \xi) d\xi + \int_0^t q(\xi) \sum_{k=1}^{\infty} c_k \sin \gamma_k (t - \xi) d\xi, \quad (18)$$

где $\gamma_k = \frac{h_k}{a}$; a_0, b_k, c_k — постоянные данного сферического слоя.

Если активная зона состоит из нескольких слоев, нужно просуммировать эффекты от каждого слоя. Подставляя затем выражение для Δk в (1), получим следующее нелинейное интегродифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = & \left\{ (1 - \beta) \left[k_0(t) + b_0 q(t) + \int_0^t \frac{dn(\xi)}{d\xi} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=1}^p b_{kj} \sin \gamma_{kj} (t - \xi) d\xi + \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_0^t q(\xi) \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=1}^p c_{kj} \sin \gamma_{kj} (t - \xi) d\xi \right] - 1 \right\} \frac{n}{\tau_0} + \int_0^t n(\xi) \sum_{i=1}^l \frac{\lambda_i \beta_i}{\tau_0} \exp[-\lambda_i (t - \xi)] d\xi + \\ & + \sum_{i=1}^l \lambda_i C_i(0) \exp[-\lambda_i t]. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь внутреннее суммирование производится по числу слоев p .

Если ограничиться конечным числом членов разложения, то решение уравнения (19) можно получить с помощью электронно-вычислительных машин. Приведенные ниже расчеты показывают, что необходимая точность достигается при отбрасывании всех членов разложения начиная со второго.

Решив уравнение (19), можно по формулам (4), (7), (10) и (13) определить температуру и перемещения.

Далее рассчитываются радиальные и тангенциальные напряжения

$$\sigma_r(r, t) = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\lambda}{r} u - \beta_0 \Theta(r, t), \quad (20)$$

$$\sigma_t(r, t) = \lambda \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2(\lambda + \mu)}{r} u - \beta_0 \Theta(r, t). \quad (21)$$

Уравнения медленных процессов

Полученные выше уравнения относятся к общему случаю. Однако при медленных процессах расширение среды не отстает от роста температуры. В этом случае вместо выражения (2) справедливо более простое уравнение.

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right) - \frac{\beta_0}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0. \quad (22)$$

Аппроксимируя уравнение (4) параболой четвертого порядка

$$\frac{\partial \Theta}{\partial r} = (B_1 r + B_2 r^3) q(t)$$

$$h(t) = \frac{\int_0^t n(\xi) \sum_{i=1}^l \lambda_i \beta_i \exp[-\lambda_i(t-\xi)] d\xi + \tau_0 \sum_{i=1}^l \lambda_i C_i(0) \exp[-\lambda_i t]}{1 - [k_0(t) + A_0 \int_0^t n(\xi) d\xi] (1-\beta)}. \quad (27)$$

(здесь B_1, B_2 — коэффициенты аппроксимации), получим решение уравнения (22) в виде

$$u(r, t) = c_1 r + \frac{c_2}{r^2} + \frac{B_1 \beta_0 q(t)}{10(\lambda + 2\mu)} r^3 + \frac{B_2 \beta_0 q(t)}{28(\lambda + 2\mu)} r^5. \quad (23)$$

Для определения постоянных c_1 и c_2 используются граничные условия (3). Подставляя выражение (23) для каждого слоя в (6) и интегрируя по r , получим

$$\Delta k(t) = A_0 q(t), \quad (24)$$

где A_0 — квазистатистический коэффициент гашения реактивности. Уравнение (1) при этом

принимает вид

$$\frac{dn}{dt} = \left\{ [k_0(t) + A_0 \int_0^t n(\xi) d\xi] (1-\beta) - 1 \right\} \frac{h}{\tau_0} + \int_0^t n(\xi) \sum_{i=1}^l \frac{\lambda_i \beta_i}{\tau_0} \exp[-\lambda_i(t-\xi)] d\xi + \sum_{i=1}^l \lambda_i C_i(0) \exp[-\lambda_i t]. \quad (25)$$

Оно проще уравнения (19), хотя его решение в общем случае также можно получить только путем численных расчетов. Однако, если пренебречь влиянием запаздывающих нейтронов, то при постоянном k_0 уравнение можно решить аналитически. Решение имеет вид

$$n(t) \simeq \frac{4a_1^4}{n(0)b_1^2} \left(e^{a_1 t} + \frac{2a_1^2}{n(0)b_1} \right)^{-2} e^{a_1 t}, \quad (26)$$

где

$$a_1 = \frac{k_0(1-\beta) - 1}{\tau_0}; \quad b_1 = -\frac{A_0(1-\beta)}{\tau_0}.$$

Уравнение (25) можно использовать для приближенного расчета мощности реактора в моменты времени, следующие за быстрым всплеском. В этом случае, учитывая медленный характер изменения мощности, можно считать, что $\frac{dn}{dt} = 0$. Тогда

Это уравнение легко решить численно.

При медленных процессах напряжения в реакторе обуславливаются неравномерным распределением температуры (термические напряжения). Они пропорциональны $q(t)$ и определяются формулами (20) и (21).

Результаты расчетов

Расчеты проводились для двух вариантов активной зоны: 1) для активной зоны, представляющей сплошной шар диаметром 20,5 см; 2) для активной зоны в виде шара, расчлененного на четыре части (сплошной шар диаметром 8,2 см и три сферических слоя диаметрами

8,6—12,7; 12,7—16,7 и 16,7—20,5 см). Предполагалось, что активная зона состоит из сплава обогащенного урана с молибденом и обладает следующими свойствами: $\lambda = 0,517 \times 10^6$ кг/см²; $\mu = 0,788 \cdot 10^6$ кг/см²; $K = 16,4 \times 10^{-6}$ град⁻¹; $\tau_0 = 0,60 \cdot 10^{-8}$ сек; $\rho = 17$ г/см³; теплоемкость равна 0,525 кал/см³.

Параметры запаздывающих нейтронов брались из работы [4] при $\beta = 0,007$.

Градиент возмущений реактивности dW/dr определялся на основании экспериментов, проводившихся на реакторах, близких по геометрии и составу к рассматриваемому в данной статье. В результате была получена следующая приближенная формула

$$\frac{dW}{dr} = -0,966 \cdot 10^{-6} r + 1,082 \cdot 10^{-8} r^3 - 0,399 \cdot 10^{-10} r^5. \quad (28)$$

Интегрирование в формулах (6) и (17) проводилось численно.

В таблице приведены значения первых двух корней уравнения (15) и значения первых двух собственных круговых частот для каждого сферического слоя.

Уравнение (19) решалось численно на быстродействующей электронной машине при

Корни уравнения частот h_k и собственные круговые частоты сферических слоев γ_k

Размеры слоя	h_1 , см ⁻¹	$\gamma_1 \times 10^{-5}$, сек ⁻¹	h_2 , см ⁻¹	$\gamma_2 \times 10^{-5}$, сек ⁻¹	
Сплошной шар диаметром	20,5 см	0,2396	0,8323	0,5881	2,043
	8,2 см	0,599	2,081	—	—
Сферический слой с диаметрами	8,6 и 12,7 см	0,283	0,983	1,572	5,46
	12,7 и 16,7 см	0,205	0,712	1,575	5,47
	16,7 и 20,5 см	0,1615	0,5609	1,664	5,78

начальной реактивности* $2,1 \cdot 10^{-4} - 7,7 \cdot 10^{-4}$. Расчеты проводились при использовании только первого члена в разложении по собственным функциям. Для оценки точности некоторые расчеты как для первого, так и для второго вариантов реактора проводились при использовании двух членов разложения. Сравнение показало, что полученные результаты (мощность и энерговыделение) практически не различаются. Например, при реактивностях $5 \cdot 10^{-4}$ и $7,7 \cdot 10^{-4}$ различие в мощности составляет всего 0,5%.

Результаты расчетов представлены на рис. 1—6.

Как видно из рис. 1 и 2, энерговыделение и максимальная мощность импульса для второго варианта реактора примерно в 1,4 раза

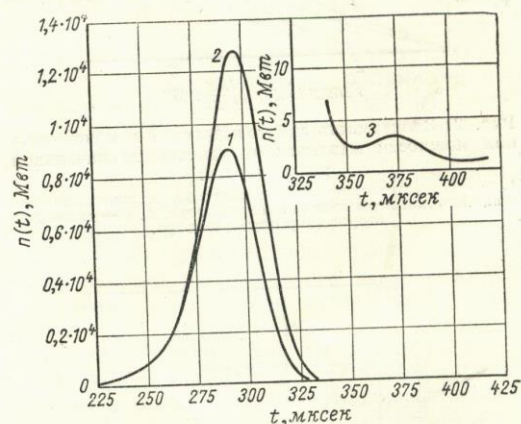


Рис. 1. Импульс мощности при начальной реактивности $5 \cdot 10^{-4}$:

1 — первый вариант реактора; 2 — второй вариант реактора; 3 — начало медленной части импульса для первого варианта реактора.

больше соответствующих значений для первого варианта. Эта разница обуславливается как отличием квазистатических коэффициентов гашения реактивности, так и большей инерционностью второго варианта реактора (квазистатический коэффициент гашения реактивности A_0 для первого и второго вариантов реактора составляет соответственно $-3,62 \cdot 10^{-3}$ и $-2,98 \cdot 10^{-3}$ на 1 Мвт·сек).

* Реактивность измерялась в единицах $\Delta k/k$, где Δk — отклонение коэффициента размножения нейтронов от значения, соответствующего критическому состоянию реактора по мгновенным нейтронам.

Энерговыведение (см. рис. 2) при реактивности ниже $2,1 \cdot 10^{-4}$ рассчитывалось по формуле (26).

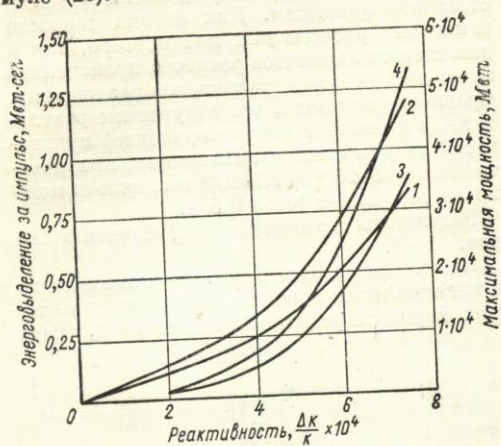


Рис. 2. Зависимость энерговыведения и максимальной мощности импульса от мгновенной начальной реактивности:

1, 3 — соответственно энерговыведение и максимальная мощность для первого варианта реактора; 2, 4 — то же для второго варианта реактора.

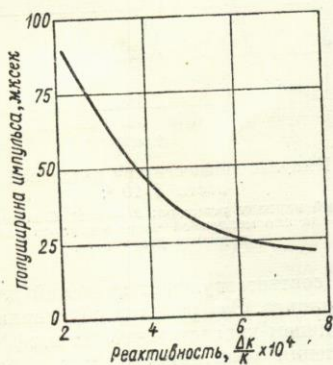


Рис. 3. Зависимость полуширины импульса мощности для первого и второго вариантов реактора от мгновенной начальной реактивности.

На рис. 3 приведена зависимость полуширины импульса мощности от начальной реактивности. Зависимость одинакова для обоих вариантов реактора.

На рис. 4 для первого варианта реактора показаны радиальные перемещения среды и растягивающие тангенциальные напряжения

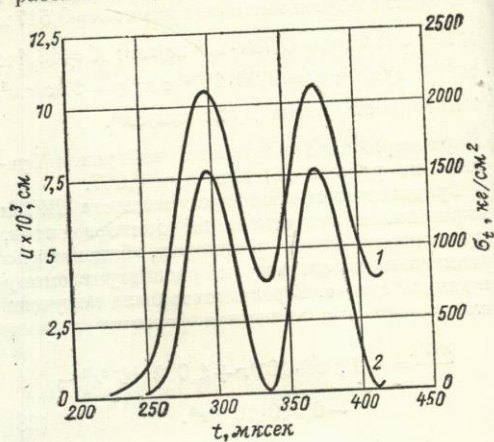


Рис. 4. Зависимость перемещений среды и тангенциальных напряжений от времени в точках с $r = 10,25$ см для первого варианта реактора при начальной реактивности $6,3 \cdot 10^{-4}$.

1 — перемещения; 2 — напряжения.

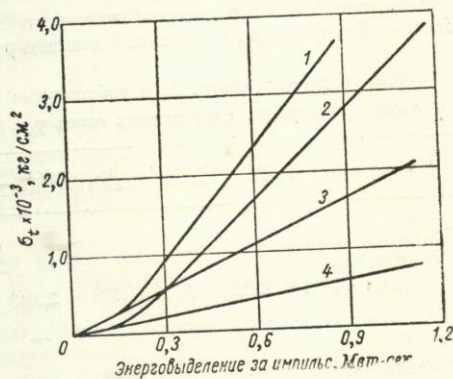


Рис. 5. Зависимость максимальных растягивающих тангенциальных напряжений от энерговыведения за импульс:

1, 2 — полные напряжения для первого и второго вариантов реактора соответственно; 3, 4 — термические напряжения для первого и второго вариантов реактора соответственно.

ния в зависимости от времени для точек с $r = 10,25$ см при начальной реактивности $6,3 \cdot 10^{-4}$, при которой, как видно из рисунка,

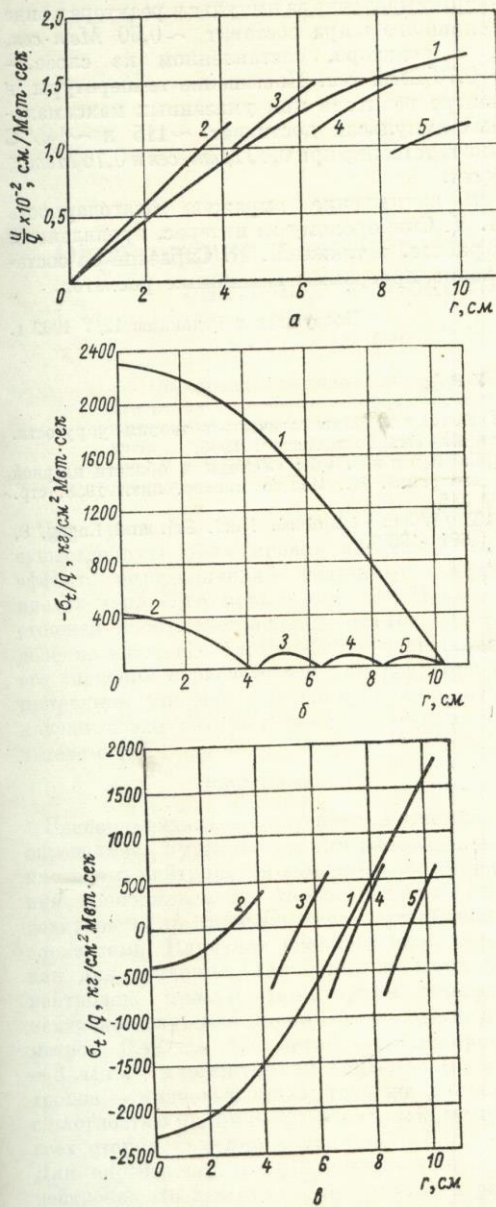


Рис. 6. Термические перемещения (а), радиальные термические напряжения (б) и тангенциальные термические напряжения (в) активной зоны в зависимости от радиуса:
1 — первый вариант реактора; 2 — 5 — второй вариант реактора.

перемещения и напряжения осциллируют во времени. Это характерное для мощных импульсов явление свидетельствует о большой роли динамических эффектов.

На рис. 5 представлена зависимость максимальных значений σ_t в точках с $r = 10,25$ см для первого варианта (внешняя граница реактора) и в точках с $r = 8,35$ см для второго варианта (внешняя граница предпоследнего слоя) от энерговыделения за импульс. В этих точках растягивающие напряжения достигают наибольшей величины.

Рассчитанные на основании формул (20), (21) и (23) термические перемещения и напряжения представлены на рис. 5 и 6. Из рис. 5 и 6, б, в следует, что для второго варианта реактора термические напряжения в несколько раз меньше, чем для первого варианта, и что при начальных реактивности ниже $3 \cdot 10^{-4}$ полные напряжения целиком обусловлены термическими напряжениями.

Следует отметить, что полученные в настоящей работе зависимости характеристик импульса от начальной реактивности в общих чертах согласуются с приведенными в работе [5] экспериментальными данными для импульсных реакторов «Годива-1» и «Годива-2».

Как уже указывалось, уравнение (4), связывающее распределение температуры в реакторе с мощностью, получено без учета работы расширения и процессов теплопроводности. Оценки величины работы расширения по напряжениям в момент наибольшего перемещения показывают, что даже при реактивности $7,7 \cdot 10^{-4}$ в энергию колебаний переходит меньше 0,3% энерговыделения в реакторе.

Для обоснования второго допущения решалось нестационарное уравнение теплопроводности. В результате было установлено, что процессы теплопроводности не играют существенной роли на протяжении нескольких секунд. Это время перекрывает продолжительность самых медленных импульсов.

Заключение

Из результатов расчета следует, что в быстром импульсном реакторе сферически симметричной формы верхняя граница энерговыделения за импульс определяется возникающими в процессе импульса напряжениями в материале активной зоны (предполагается, что детали активной зоны имеют анти-

коррозионные покрытия). Напряжения возникают вследствие неравномерного распределения температуры и вследствие динамических эффектов. Последние становятся существенными при энерговыделении за импульс, превышающем $0,25 \text{ Мвт} \cdot \text{сек}$. Термические напряжения можно во много раз уменьшить путем разбиения активной зоны на отдельные сферические слои. Динамические напряжения при этом практически не изменяются.

Если предел прочности материала принять равным 7000 кг/см^2 , то, например, при ее трехкратном запасе максимальное допустимое

энерговыделение за импульс в реакторе в виде сплошного шара составит $\sim 0,60 \text{ Мвт} \cdot \text{сек}$, а в реакторе, составленном из слоев, — $\sim 0,76 \text{ Мвт} \cdot \text{сек}$. Повышение температуры в центре реактора при указанных максимальных импульсах достигнет ~ 115 и $\sim 145^\circ \text{C}$ соответственно при $0,60 \text{ Мвт} \cdot \text{сек}$ и $0,76 \text{ Мвт} \cdot \text{сек}$.

В заключение выражаю благодарность Б. Д. Сциборскому за интерес, проявленный к работе, а также М. К. Сараевой за составление программы машинных расчетов.

Поступила в Редакцию 12/V 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Stratton, T. Colvin, R. Lazarus. Доклад № 431, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
2. Р. Саусвелл. Введение в теорию упругости. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
3. А. Ляв. Математическая теория упругости. М. - Л., Гостехиздат, 1935.
4. Г. Кипи. Сб.: «Успехи в области ядерной энергии». М., Изд-во иностр. лит., 1958, стр. 216.
5. T. Wimetel et al. Nucl. Sci. and Engng, 8, 691 (1960).

