

621.039.5

В74

ISSN 0205-4671

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

ВЫПУСК

1

1989

621.039.5
B74

Государственный комитет
по использованию атомной энергии СССР

Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

308782/9

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

ВЫПУСК I

Импульсные реакторы и простые критические сборки

Издается с 1989 г.

Москва -

М. В. С. БУРДОВА
БИБЛИОТЕКА

Данный выпуск открывает новую серию научно-технического сборника ВАНТ "Физика ядерных реакторов". Кроме сборников "Импульсные реакторы и простые критические сборки" в эту серию включены выпуски "Физика и методы расчета ядерных реакторов" и "Динамика ядерно-энергетических установок", ранее входившие в серию "Физика и техника ядерных реакторов".

В выпусках "Импульсные реакторы и простые критические сборки" публикуются материалы по следующим вопросам:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критическихборок.

The issue under consideration opens a new "Physics of Nuclear Reactors" series in scientific and technical collection VANT. In addition to collections of "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies" this series includes "Physics and Methods of Nuclear Reactors Calculation" and "Dynamics of Nuclear - Power Installations" issues, previously a part of a "Physics and Engineering of Nuclear Reactors".

Materials related to the topics described below are published in issues "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies":

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

Главный редактор выпуска В.Ф.Колесов

Редакционная коллегия выпуска:

З.И.Абрамова - ответственный секретарь, А.М.Воинов - зам.главного редактора, В.Г.Заграфов, М.И.Кузминов, С.А.Новиков, И.С.Погребов, В.М.Талызин, В.А.Терехин, С.К.Штарев, В.И.Юфрев

К РАСЧЕТУ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КИНЕТИКИ ИЯР И БУСТЕРА

В.Х.Хоружий

Сформулированы интегральные уравнения пространственно-временной кинетики импульсного ядерного реактора или бустера в N -зонном приближении. Расчет параметров кинетики опирается на программы метода Монте-Карло. В случае медленно протекающих процессов (по сравнению со средним временем генерации) интегральные уравнения сводятся к дифференциальным. Описан способ решения интегральных уравнений N -зонной кинетики.

TO CALCULATION OF SPACE-TIME KINETICS OF PNR AND BOOSTER. V.Kh.KHORUZHYY. Integral equations of space-time kinetics of pulse nuclear reactor and booster in N -zone approximation have been formulated. Calculation of kinetics parameters is based on Monte-Carlo programmes. When the processes proceed slowly (compared with the average time of generation), integral equations are reduced to differential ones. The method of solution of integral equations of N -zone kinetics is described.

В в е д е н и е

Широко используемая в расчетах реакторной кинетики точечная модель [1-3] не учитывает пространственных эффектов, которые в ряде случаев могут играть заметную роль [2-4]. Расчет пространственно-временной кинетики реактора или бустера является более сложной задачей. Развивая соответствующие методы расчета, чаще исходят из нестационарного кинетического уравнения переноса нейтронов (и стационарных сопряженных уравнений) или из более простого диффузионного приближения уравнения переноса [5-7]. При этом можно получить дифференциальные уравнения и формальные выражения для параметров N -зонной кинетики. Однако использование этих формальных выражений для расчета параметров кинетики связано со значительными вычислительными трудностями, особенно для реакторных систем со сложной геометрической конфигурацией.

В настоящей работе сформулированы интегральные уравнения пространственно-временной кинетики реактора или бустера в N -зонном приближении. При этом расчет параметров N -зонной кинетики в значительной степени опирается на возможности программ, использующих метод Монте-Карло для расчета переноса нейтронов в объеме реактора, и, в частности, на их геометричес-

кое и константное обеспечение. Кроме того, интегральные уравнения кинетики более адекватны при описании быстро протекающих процессов в реакторе, а при их решении можно использовать некоторые приемы, уже апробированные в случае однозонной (точечной) кинетики [8]. В работе приведены также справедливые для медленно протекающих процессов (по сравнению со средним временем генерации) дифференциальные уравнения N -зонной кинетики, следующие из полученных интегральных уравнений. Намечен способ решения интегральных уравнений N -зонной кинетики аperiodического импульсного ядерного реактора (ИЯР) и бустера.

Уравнения N -зонной кинетики

Как и в работе [8], будем исходить из интегрального уравнения для пространственно-временной плотности делений $\rho(\vec{r}, t)$ в активной зоне (АЗ) реакторной системы

$$\rho(\vec{r}, t) = \int dt' \int d\vec{r}' G(\vec{r}, \vec{r}', t, t') \rho(\vec{r}', t') + q(\vec{r}, t). \quad (1)$$

Здесь $\vec{r}, \vec{r}' \in V_{AZ}$; $G(\vec{r}, \vec{r}', t, t')$ - пространственно-временная плотность вторичных делений в точке \vec{r} АЗ в момент времени t при условии, что первичное деление имело место в точке \vec{r}' в момент времени t' ; $q(\vec{r}, t)$ - пространственно-временная плотность делений, вызванных не

зависящими от реактора источниками. Уравнение типа (1) использовалось в работе [9] и в некоторых более ранних работах (см. ссылки в [9]).

Разобьем всю АЗ на N пространственных зон, в пределах которых пространственные и временная переменные приближенно разделяются

$$P(\vec{r}, t) \approx P^n(t) P_n(\vec{r}), \quad \int d\vec{r} P_n(\vec{r}) = 1. \quad (2)$$

Здесь $P^n(t)$ имеет смысл скорости делений в n -й зоне. Подставляя выражение (2) в уравнение (1) и интегрируя уравнение (1) по объему V_n , получим

$$P^n(t) = \sum_{n'} \int_{t_0}^t dt' G_{nn'}^n(t, t') P^{n'}(t') + Q^n(t). \quad (3)$$

$G_{nn'}^n(t, t')$ имеет смысл скорости вторичных делений в зоне n в момент времени t при условии, что первичное деление имело место в зоне n' в момент времени t' . Если конфигурация системы неизменна во времени, то $G_{nn'}^n(t, t') = G_{nn'}^n(\tau), \tau = t - t'$. В этом случае при $Q^n = 0 (t_0 \rightarrow -\infty)$ можно рассмотреть задачи на собственные значения обратного периода разгона α и эффективного коэффициента размножения $K_{эф}$, переписав уравнение (3) в виде

$$P^n(t) = \sum_{n'} \int_{t_0}^t d\tau G_{nn'}^n(\tau) P^{n'}(t - \tau). \quad (4)$$

$$1) \alpha - \text{задача: } P^n(t) = P_0^n e^{\alpha t}. \quad (5)$$

Подставляя выражение (5) в уравнение (4), получим систему линейных однородных уравнений

$$\sum_{n'} [\delta_{nn'} - K_{nn'}^n(\alpha)] P_0^{n'} = 0, \quad K_{nn'}^n(\alpha) = \int_{t_0}^t d\tau G_{nn'}^n(\tau) e^{-\alpha \tau}. \quad (6)$$

Условие существования нетривиального решения однородной системы линейных уравнений (6)

дает уравнение для α

$$\det \|\delta_{nn'} - K_{nn'}^n(\alpha)\| = 0. \quad (7)$$

После определения α можно найти P_0^n , которые при соответствующей нормировке дадут асимптотическое распределение чисел делений в N -зонной системе.

$$2) K_{эф} - \text{задача: } P^n(t) = P_0^n. \quad (8)$$

$$P_0^n = \frac{1}{K_{эф}} \sum_{n'} \int_{t_0}^t d\tau G_{nn'}^n(\tau) P_0^{n'}.$$

Условие существования ненулевого решения однородной системы (8) дает уравнение для $K_{эф}$

$$\det \|\delta_{nn'} - \frac{1}{K_{эф}} K_{nn'}^n(0)\| = 0. \quad (9)$$

Чтобы разобраться с возможной неоднозначностью решения уравнений (9) относительно $K_{эф}$, рассмотрим следующую двухзонную модельную задачу:

$$G_1'(t) = G_2^2(t) = K_1' \xi e^{-\lambda_1 t};$$

$$G_2^1(t) = G_1^2(t) = K_2' \xi e^{-\lambda_2 t};$$

$$\det \|\delta_{nn'} - \frac{1}{K_{эф}} K_{nn'}^n\| = (1 - K_1'/K_{эф})^2 - (K_2'/K_{эф})^2 = 0,$$

откуда $K_{эф} = K_1' \pm K_2'$. Решение со знаком "-" нефизично, так как с ростом коэффициентов связи $K_{эф}$ должно увеличиваться. Отсюда видно, что правильным является наибольшее значение корня уравнения (9).

Параметры N -зонной кинетики

Как и в однозонной модели, $G_{nn'}^n$ можно представить в виде суммы членов, соответствующих нейтронам с сильно отличающимися временами жизни (мгновенные, отраженные, запаздывающие)

$$G_{nn'}^n(\tau) = G_{pn'}^n(\tau) + G_{rn'}^n(\tau) + G_{dn'}^n(\tau), \quad (10)$$

где, например, $G_{pn'}^n(\tau) [G_{dn'}^n(\tau)]$ имеет смысл скорости вторичных делений в зоне n в момент времени τ , вызванных отраженными (запаздывающими) нейтронами первичного деления, имевшего место в зоне n' в момент времени $\tau = 0$. Рассмотрим более подробно каждое из этих слагаемых, считая для простоты, что в каждой зоне содержится лишь один делящийся нуклид.

Скорость рождения мгновенных нейтронов в зоне n' есть $\nu_{pn'} P^{n'}(t)$, где $\nu_{pn'}$ - число мгновенных нейтронов на акт деления в зоне n' .

Скорость рождения запаздывающих нейтронов группы m в зоне n' есть $\nu_{mn'} C_{mn'}(t)$, где

$$\frac{1}{\lambda_{mn'}} \dot{C}_{mn'} + C_{mn'} = P^{n'}(t). \quad (11)$$

Здесь $\nu_{mn'}$, $\lambda_{mn'}$ - число на акт деления и постоянная распада для запаздывающих нейтронов группы m в зоне n' .

Пусть $f_{pn'}^n(\tau) [f_{mn'}^n(\tau)]$ - скорости вторичных делений в зоне n в момент времени τ , вызванных одним мгновенным нейтроном (одним запаздывающим нейтроном группы m), рожденным в зоне n' в момент времени $\tau = 0$. Введем обозначения

$$F_{pn'}^n = \int_0^t d\tau f_{pn'}^n(\tau), \quad F_{mn'}^n = \int_0^t d\tau f_{mn'}^n(\tau); \quad (12)$$

$$f_{pn'}^n(\tau) = F_{pn'}^n B_{pn'}^n(\tau), \quad f_{mn'}^n(\tau) = F_{mn'}^n B_{mn'}^n(\tau),$$

где по определению

$$\int_0^{\infty} dt \beta_{n'}^n(t) = 1. \quad (13)$$

Далее, исходя из физического смысла функции $\beta_{n'n'}^n(t)$, имеем

$$\beta_{n'n'}^n(t) = \sum_j F_{jn}^n A^{ij}(t) \chi^j N_{n'}, \quad (14)$$

где F_{jn}^n - число вторичных делений в зоне n , вызванных единичным флюенсом отраженных нейтронов группы i ; $A^{ij}(t)$ - поток отраженных нейтронов группы i в месте расположения реактора в момент времени t в расчете на один нейтрон группы j , испущенный в момент времени $t=0$ [10]; χ^j - спектр нейтронов утечки ($\sum_j \chi^j = 1$); $N_{n'}$ - число нейтронов утечки в расчете на одно деление в зоне n' . Таким образом, уравнения (1)-(3) для реактора неизменной конфигурации могут быть записаны в виде

$$P^n(t) = \sum_{n'} \int_0^t dt' \left[\beta_{n'n}^n(t-t') \left[F_{n'n}^n \gamma_{n'n'} P^{n'}(t') + \sum_{m'} F_{m'n}^n \gamma_{m'n'} c_{m'n'}(t') \right] + \sum_{ij} F_{jn}^n A^{ij}(t-t') \chi^j N_{n'} P^{n'}(t') \right] + Q^n(t). \quad (15)$$

Введем далее следующие обозначения:

$$F_{n'n}^n \gamma_{n'n'} + \sum_{m'} F_{m'n}^n \gamma_{m'n'} = K_{n'n}^n; \quad (16)$$

$$F_{n'n}^n \gamma_{n'n'} = K_{n'n}^n \beta_{n'n}^n; \quad F_{m'n}^n \gamma_{m'n'} = K_{n'n}^n \beta_{m'n}^n,$$

где по определению

$$\beta_{n'n}^n + \sum_{m'} \beta_{m'n}^n = 1. \quad (17)$$

Для вклада отраженных нейтронов используем апробированное в точечной модели описание с помощью сдвинутых во времени экспонент [8]:

$$\sum_{ij} F_{jn}^n A^{ij}(t) \chi^j = \sum_k \delta_k^n \lambda_k e^{-\lambda_k(t-t_0^n)} \Big|_{t_0^n=0}. \quad (18)$$

В общем случае, когда конфигурация системы меняется, величины $K_{n'n}^n$ являются функциями времени

$$P^n(t) = \sum_{n'} K_{n'n}^n(t) \int_0^t dt' \beta_{n'n}^n(t-t') \left[F_{n'n}^n P^{n'}(t') + \sum_{m'} \beta_{m'n}^n c_{m'n'}(t') \right] + \sum_k \delta_k^n c_k(t) + Q^n(t); \quad (19)$$

$$\frac{1}{\lambda_k} \dot{c}_k + c_k = \sum_{n'} N_{n'} P^{n'}(t-t_0^n). \quad (20)$$

Уравнения (8) с помощью введенных обозначений записываются в виде

$$\sum_{n'} \left\{ \delta_{n'n}^n - \frac{1}{K_{n'n}^n} \left(K_{n'n}^n + \sum_k \delta_k^n N_{n'} \right) \right\} P^{n'} = 0. \quad (21)$$

Если характерные времена изменения всех функций много больше всех

$$L_{n'}^n = \int_0^{\infty} dt t \epsilon \beta_{n'n}^n(t), \quad (22)$$

то от уравнений (19) можно перейти с помощью известного приема [1] к дифференциальным уравнениям

$$P^n(t) + \sum_{n'} L_{n'n}^n K_{n'n}^n(t) \dot{P}^{n'}(t) = \sum_{n'} K_{n'n}^n(t) \left[\beta_{n'n}^n P^{n'}(t) + \sum_{m'} \beta_{m'n}^n c_{m'n'}(t) \right] + \sum_k \delta_k^n c_k(t) + Q^n(t). \quad (23)$$

В однозонном приближении индексы зон отсутствуют и выражение (23) принимает вид

$$L K(1-\beta) \dot{P} = [K(1-\beta) - 1] P + K \sum_m \beta_m c_m + \sum_k \delta_k c_k + Q(t). \quad (24)$$

Здесь $\beta = \sum_m \beta_m$ - эффективная доля запаздывающих нейтронов; K - коэффициент размножения на мгновенных и запаздывающих нейтронах. Из уравнений (21) видно, что в этом случае

$$K_{\text{эф}} = K + \sum_k \delta_k N. \quad (25)$$

Решение уравнений N -зонной кинетики

Расчеты методом Монте-Карло ряда реакторных систем показывают, что функцию $\beta_{n'n}^n(t)$ можно с удовлетворительной точностью аппроксимировать выражением

$$\beta_{n'n}^n(t) = \sum_{k'} \delta_{k'n}^n \xi_{k'n}^n e^{-\lambda_{k'n}^n t}, \quad \sum_{k'} \delta_{k'n}^n = 1. \quad (26)$$

При этом важно правильно воспроизводить значения

$$L_{n'n}^n = \sum_{k'} \delta_{k'n}^n / \lambda_{k'n}^n. \quad (27)$$

Из физических соображений очевидно, что функция (26) должна быть неотрицательной, хотя некоторые $\delta_{k'n}^n$ могут быть меньше нуля (величины $\xi_{k'n}^n > 0$).

Характерное для ИЯР гашение реактивности [11] представим в виде

$$K_{0n}^n(t) = K_{0n}^n(t) - \sum_{\omega} a_{\omega}^n v_{\omega}^n(t) - a_0(Y^n); \quad (28)$$

$$Y^n(t) = \int_0^t dt' P^n(t'), \quad v_{\omega}^n(t) = \omega \int_0^t dt' \sin \omega(t-t') Y^n(t').$$

Здесь $K_{0n}^n(t)$ описывает изменение реактивности, не связанное с тепловым расширением АЗ; ω - круговая частота собственных колебаний твэла n -й зоны (одновременно индексы твэла).

Функции $K_{n'n}^n(t)$ и $K_{n'n}^{n'}(t)$ при $n \neq n'$ предполагаются известными.

Используя выражения (26), (28), можно развить метод решения уравнений N -зонной кинетики, аналогичный случаю точечной модели [8].

Уравнения (19) можно записать в виде

$$P^n(t) = \sum_{n'} K_{n'n}^n(t) \sum_{k'} \delta_{k'n'}^n C_{k'n'}^n(t) + \sum_k \delta_k^n c_k(t) + Q^n(t); \quad (29)$$

$$\dot{C}_{k'n'}^n / \xi_{k'n'}^n + C_{k'n'}^n = \beta_{k'n'}^n P^n(t) + S_{k'n'}^n(t);$$

$$S_{k'n'}^n(t) = \sum_m \beta_{mn'}^n C_{mn'}(t). \quad (30)$$

Используя интегральные представления решений дифференциальных уравнений (II), (20), (30) и линейно интерполируя искомые функции на интервале $(t, t+h)$, получим систему линейных алгебраических уравнений для нахождения $P^n(t+h)$

$$\begin{aligned} \sum_{n'} [\delta_{n'n}^n - K_{n'n}^n(t+h)] \beta_{n'n}^n \sum_{k'} \delta_{k'n'}^n H(\xi_{k'n'}^n, h) P^n(t+h) = \\ = \sum_{n'} K_{n'n}^n(t+h) \sum_{k'} \delta_{k'n'}^n C_{k'n'}^n(t) \exp(-\xi_{k'n'}^n h) + \\ + [\beta_{n'n}^n P^n(t) + S_{n'n}^n(t)] \left[\sum_{k'} \delta_{k'n'}^n \mathcal{D}(\xi_{k'n'}^n, h) \right] \\ + S_{n'n}^n(t+h) \left[\sum_{k'} \delta_{k'n'}^n H(\xi_{k'n'}^n, h) \right] + \sum_k \delta_k^n c_k(t+h) + Q^n(t+h). \quad (31) \end{aligned}$$

Входящие сюда функции $\mathcal{D}(x) = (1 - e^{-x})/x - e^{-x}$, $H(x) = 1 - (1 - e^{-x})/x$ простым образом связаны с функциями C_n , определенными в работе [3], где и описаны устойчивые методы их вычисления

$$\begin{aligned} C_{mn}(t+h) = C_{mn}(t) \exp(-\lambda_{mn} h) + \\ + \mathcal{D}(\lambda_{mn} h) P^n(t) + H(\lambda_{mn} h) P^n(t+h); \\ C_k(t+h) = C_k(t) \exp(-\lambda_k h) + \\ + \mathcal{D}(\lambda_k h) \sum_{n'} N_{n'} P^n(t - \tau_0^n) + H(\lambda_k h) \sum_{n'} N_{n'} P^n(t+h - \tau_0^n). \quad (32) \end{aligned}$$

Введем наряду с функциями $U_{\omega}^n(t)$ функции

$$W_{\omega}^n(t) = \frac{1}{\omega} \dot{U}_{\omega}^n = \omega \int_{t_0}^t dt' \cos \omega(t-t') Y^n(t').$$

Тогда можно получить [8]

$$\begin{aligned} Y^n(t+h) = Y^n(t) + \frac{h}{2} [P^n(t) + P^n(t+h)]; \\ U_{\omega}^n(t+h) = [U_{\omega}^n(t) - Y^n(t)] \cos \omega h + W_{\omega}^n(t) \sin \omega h + Y^n(t) + \\ + h P^n(t) \left(1 - \frac{\sin \omega h}{\omega h} \right) + h [P^n(t+h) - P^n(t)] \left(\frac{1}{2} - \frac{1 - \cos \omega h}{\omega^2 h^2} \right); \quad (33) \end{aligned}$$

$$W_{\omega}^n(t+h) = W_{\omega}^n(t) \cos \omega h - [U_{\omega}^n(t) - Y^n(t)] \sin \omega h + \quad (33)$$

$$+ h P^n(t) \frac{1 - \cos \omega h}{\omega h} + h [P^n(t+h) - P^n(t)] \left(\frac{1}{\omega h} - \frac{\sin \omega h}{\omega^2 h^2} \right).$$

Соотношения (31)–(33) являются основой устойчивого метода решения уравнений N -зонной кинетики. Переход от значений рассматриваемых величин в момент времени t к значениям в момент времени $t+h$ реализуется в два этапа. На первом этапе полагаем $P^n(t+h) \approx P^n(t)$ и находим приближенно:

1) $\tilde{Y}^n(t+h)$, $\tilde{U}_{\omega}^n(t+h)$, $\tilde{W}_{\omega}^n(t+h)$ с помощью выражений (33);

2) $\tilde{K}_{n'n}^n(t+h)$ с помощью выражения (28);

3) $\tilde{C}_{mn}^n(t+h)$, $\tilde{C}_k(t+h)$ с помощью выражений (32);

4) $\tilde{\beta}^n(t+h)$ с помощью уравнений (31).

На втором этапе полагаем $P^n(t+h) \approx \tilde{\beta}^n(t+h)$ и находим в той же последовательности уточненные значения перечисленных выше функций в момент времени $t+h$, а также

$$\begin{aligned} C_{k'n'}^n(t+h) = C_{k'n'}^n(t) \exp(-\xi_{k'n'}^n h) + \\ + \mathcal{D}(\xi_{k'n'}^n, h) [\beta_{k'n'}^n P^n(t) + S_{k'n'}^n(t)] + \\ + H(\xi_{k'n'}^n, h) [\beta_{k'n'}^n P^n(t+h) + S_{k'n'}^n(t+h)]. \quad (34) \end{aligned}$$

В заключение приводятся выражения для расчета начальных значений искомых функций в момент времени $t_0 = 0$, если предположить, что при $t < t_0$ реактор выходил на асимптотический обратный период разгона α :

$$\begin{aligned} C_{k'n'}^n(0) = \frac{\xi_{k'n'}^n}{\alpha + \xi_{k'n'}^n} (\beta_{k'n'}^n + \sum_m \beta_{mn'}^n \frac{\lambda_{mn'}}{\alpha + \lambda_{mn'}}) P^n(0); \\ C_{mn'}(0) = \frac{\lambda_{mn'}}{\alpha + \lambda_{mn'}} P^n(0); \quad (35) \end{aligned}$$

$$C_k(0) = \frac{\lambda_k}{\alpha + \lambda_k} e^{-\alpha \tau_0^n} \sum_{n'} N_{n'} P^n(0).$$

$P^n(0)$ с точностью до постоянного множителя определяются в этом случае из уравнений (6), которые принимают вид

$$\begin{aligned} \sum_{n'} \left\{ \delta_{n'n}^n - K_{n'n}^n(0) \left(\sum_{k'} \delta_{k'n'}^n \frac{\xi_{k'n'}^n}{\alpha + \xi_{k'n'}^n} \right) \left(\beta_{n'n}^n + \sum_m \beta_{mn'}^n \frac{\lambda_{mn'}}{\alpha + \lambda_{mn'}} \right) - \right. \\ \left. - \sum_k \delta_k^n \frac{\lambda_k}{\alpha + \lambda_k} e^{-\alpha \tau_0^n} N_{n'} \right\} P^n(0) = 0. \quad (36) \end{aligned}$$

Список литературы

1. Уэддон Т.А. Кинетика реакторных систем // Теория ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1963.
2. Бейл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
3. Флетт Г. Расчеты кинетики реактора // Вычислительные методы в физике реакторов, М.: Атомиздат, 1972.
4. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штарев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов // Атомная энергия. 1975. Т.39. Вып.6. С.392-396.
5. Stacey W.M. Space-time nuclear reactor kinetics // Ser. Nuclear Science and Technology. New York and London: Academic Press, 1969.
6. Колесов В.Ф., Макаров О.И. Методы и программы решения нестационарных уравнений реактора в многогрупповом P -приближении // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып.7(29). С.10-13.
7. Лукин А.В. О точном приближении в теории связанных реакторных систем // Атомная энергия. 1981. Т.50. Вып.3. С.205-207.
8. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1987. Вып.1. С.12-21.
9. Кочкин В.И., Шабалин Е.П. Эффективная односточечная модель кинетики разнородной среды с реальными геометрическими и физическими свойствами: Препринт № II-5407. Дубна: ОИЯИ, 1970.
10. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. К расчету полей отраженных нейтронов и нейтронной утечки с помощью методов инвариантного погружения и сложения // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1987. Вып.1. С.3-11.
11. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 3. (Обзор). Там же. С.67-83.

Статья поступила в редакцию 13.05.88.

ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ КИНЕТИКИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ ЖЕСТКО-УСТОЙЧИВЫМИ МЕТОДАМИ ГИРА

В.Х.Хоружий, А.С.Коселев, В.Ф.Колесов

Описан алгоритм численного решения дифференциальных уравнений точечной кинетики импульсного ядерного реактора с автоматическим выбором шага счета на основе жестко-устойчивых методов Гира. Рассмотрены вопросы формирования импульса делений в реакторе с существенно инерционным гашением реактивности в условиях линейного ввода реактивности при наличии сильного источника нейтронов.

INTEGRATION OF EQUATIONS OF FAST PULSE REACTOR KINETICS BY RIGID-STABLE GIR METHODS. V.Kh.KHORUZHNY, A.S.KOSHELEV, V.F.KOLESOV. The algorithm of numerical solution of differential equations for point kinetics of nuclear pulse reactor with automatic selection of calculation step based on rigid-stable Gir methods is described. The problems of fission pulse shaping in reactor with essentially inertial reactivity quenching in conditions of linear reactivity introduction are discussed provided that a powerful neutron source is available.

В в е д е н и е

Уравнения реакторной кинетики, описывающие процессы с сильно различающимися характерными временами, относятся к числу жестких. В общем случае система дифференциальных уравнений называется жесткой, если собственные значения её матрицы Якоби отличаются на много порядков в интересующей исследователя области. Решение жесткой системы содержит "быструю" компоненту (обусловленную в данном случае временем генерации) и "медленные" компоненты (характеризуемые временными параметрами отраженных и запаздывающих нейтронов). Численное интегрирование жестких систем традиционными методами (Эйлера, Рунге-Кутта, Адамса и т.п.) приводит к большим затратам машинного времени (из-за жестких ограничений на шаг счета) всякий раз, когда длительность анализируемого нестационарного процесса велика по сравнению с характерным периодом "быстрой" компоненты. Один из эффективных методов расчета скорости делений в реакторе основан на использовании интегральных уравнений кинетики [1]. Однако в некоторых случаях (например, при произвольной зависимости реактивности и внешнего источника делений от времени) полезно располагать методом решения уравнений

кинетики с автоматическим выбором шага счета. В последнее время для решения жестких систем уравнений, встречающихся в различных прикладных задачах, предложено несколько способов, наиболее эффективными из которых оказались методы Гира [2]. Отметим, что методы Гира с несколько измененным способом выбора шага счета апробировались и в расчетах реакторной кинетики [3].

В настоящей работе алгоритм численного решения дифференциальных уравнений с автоматическим выбором шага счета на основе жестко-устойчивых методов Гира апробирован на уравнениях кинетики быстрого импульсного реактора. При этом, в отличие от работы [3], в процессе счета осуществляется контроль относительной методической погрешности, а не абсолютной, что приводит к разумной величине шага интегрирования при любых значениях скорости делений, которая меняется на много порядков. (Контроль абсолютной точности в работе [3] приводит к несоразмерно мелкому шагу счета при больших значениях скорости делений, так как шаг счета существенно зависит от отношения заданной допустимой абсолютной точности к величине скорости делений, которая различна в разных задачах и заранее неизвестна. По той же причине при малых

значениях скорости делений возникает опасность большой относительной методической погрешности из-за слишком большого допустимого шага счета). Кроме того, программа стартует с метода Гира I-го порядка, который является самоначинающимся. Описанный алгоритм использован для расчетного изучения формирования импульса делений в реакторе с существенно инерционным гашением реактивности в условиях линейного ввода реактивности при наличии сильного источника нейтронов. Конкретно рассчитаны соответствующие параметры импульсов реактора БР-I [4]. Выбор БР-I обусловлен возможностью использования совокупности экспериментальных и расчетных данных по характеристикам собственно реактора и поля отраженных нейтронов, успешно апробированных в работе [1]. Изучение режима генерирования импульса с линейным вводом реактивности при наличии сильного источника обусловлено возникшим интересом к подобным режимам как наиболее благоприятным в плане предотвращения больших аварийных энерговыделений. Отметим, что некоторые вопросы, связанные с другим законом ввода реактивности или со случаем безынерционного гашения, затрагивались в работах [5,6].

Алгоритм решения уравнений кинетики импульсного реактора

Дифференциальные уравнения точечной кинетики импульсного реактора, описывающие процессы, характерное время протекания которых много больше среднего времени генерации Λ , можно представить в следующем виде:

$$\Lambda \dot{P} = [\rho(t) - \beta] P(t) + \sum_m \beta_m c_m(t) + Q(t) / K_{эф};$$

$$\dot{c}_m = \lambda_m [P(t) - c_m(t)];$$

$$\rho(t) = \rho_0(t) - \sum_{\omega} a_{\omega} v_{\omega}(t) - \alpha_0(\gamma);$$

$$Y(t) = \int_{t_0}^t dt' P(t');$$

$$v_{\omega}(t) = \omega \int_{t_0}^t dt' \sin \omega(t-t') Y(t')$$

Здесь $P(t)$ - скорость делений в реакторе (или мощность, при этом $1 \text{ Вт} = 3,47 \cdot 10^{10}$ делений/с); $\rho(t) = 1 - K_{эф}^{-1}(t)$ - реактивность; λ_m, β_m - эффективные параметры m -й группы запаздывающих или отраженных нейтронов; $\sum_m \beta_m \bar{c}_m$; $K_{эф} \beta_m c_m(t)$ имеет смысл скорости делений в реакторе, вызванных нейтронами m -й группы; $Q(t)$ - скорость делений в реакторе, вызванных внешними не зависящими от уровня мощности источниками; $Y(t)$ - энерговыделение к моменту времени t ; $\rho_0(t)$ описывает за-

данное изменение реактивности, не связанное с тепловым расширением активной зоны (АЗ), например, обусловленное движением импульсного блока, органов системы управления и защиты и т.п.; остальные члены в выражении для реактивности $\rho(t)$ описывают характерное для импульсных реакторов гашение реактивности, связанное с тепловым расширением АЗ [7]; $a_{\omega}, v_{\omega}(t)$ - коэффициент гашения реактивности и условное смещение (в единицах энерговыделения) для твэда с собственной частотой колебаний ω ; $\alpha_0(\gamma)$ описывает безынерционное гашение реактивности.

Первые две строчки в выражении (1) представим для краткости в виде

$$\dot{x} = f(x, t),$$

где x означает совокупность переменных P, c_m ($m = 1, 2, \dots$). Формула Гира k -го порядка для системы уравнений (2) имеет вид

$$x_{n+1} = h \beta_{-1} f(x_{n+1}, t_{n+1}) + \sum_{i=0}^{k-1} \alpha_i x_{n+i},$$

где h - шаг счета, а β_{-1} и α_i - константы, зависящие от порядка метода k [2]. Порядок жесткоустойчивых методов ограничен, $1 \leq k \leq 6$. Для решения системы алгебраических уравнений (3) используется итерационная схема Ньютона-Рафсона

$$x_{n+1}^{(j+1)} = x_{n+1}^{(j)} - [J_F(x_{n+1}^{(j)}, t_{n+1})]^{-1} F(x_{n+1}^{(j)}, t_{n+1}),$$

где j - номер итерации; $J_F(x_{n+1}^{(j)}, t_{n+1}) = \frac{\partial F}{\partial x} \Big|_{x=x_{n+1}^{(j)}, t=t_{n+1}}$ - матрица Якоби, вычисленная в точке $x = x_{n+1}^{(j)}, t = t_{n+1}$.

Начальное приближение задается полиномиальной аппроксимацией неизвестных функций. Управление порядком метода и шагом счета реализуется с привлечением векторов Нордсина

$$\vec{z}_n = \left[x_n, h x_n', \frac{h^2}{2!} x_n'', \dots, \frac{h^k}{k!} x_n^{(k)} \right]_{t=t_n},$$

которые хранят предыдущую информацию в виде компонент тейлоровского разложения. Начальное приближение $\vec{z}_{n+1}^{(0)}$ равно

$$\begin{pmatrix} x_{n+1}^{(0)} \\ h x_{n+1}'^{(0)} \\ \frac{h^2}{2!} x_{n+1}''^{(0)} \\ \dots \\ \frac{h^k}{k!} x_{n+1}^{(k)0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & \dots & 1 \\ 0 & 1 & 2 & \dots & k \\ 0 & 0 & 1 & \dots & \frac{k(k-1)}{2!} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ h x_n' \\ \frac{h^2}{2!} x_n'' \\ \dots \\ \frac{h^k}{k!} x_n^{(k)} \end{pmatrix},$$

а итерирование производится следующим образом:

$$\vec{z}_{n+1}^{(j+1)} = \vec{z}_{n+1}^{(j)} + F_z(\vec{z}_{n+1}^{(j)}) \vec{c}_z.$$

Здесь \vec{c}_z - постоянный вектор, зависящий от порядка метода [2], а F_z определяется из уравнений

$$\begin{aligned} & [I - h \beta_{-1} J_F(x_{n+1}^{(j)}, t_{n+1})] F_z(\vec{z}_{n+1}^{(j)}) = \\ & = h f(x_{n+1}^{(j)}, t_{n+1}) - h x_{n+1}'^{(j)}, \end{aligned}$$

где
$$\hat{J}_f(x_{n+1}, t_{n+1}) = \left. \frac{\partial f(x, t)}{\partial x} \right|_{\substack{x=x_{n+1}^{(j)} \\ t=t_{n+1}}}$$

При итерировании уравнения коррекции (5) достаточно оценивать только две первые компоненты $\bar{z}_{n+1}^{(j)}$, так как $F_z(\bar{z}_{n+1}^{(j)})$ может быть вычислена с использованием только этих двух компонент. Полный скорректированный вектор Нордсика получается после ℓ итераций путем накопления сумм $\sum_{j=0}^{\ell-1} F_z(\bar{z}_{n+1}^{(j)})$:

$$\bar{z}_{n+1}^{(\ell)} = \bar{z}_{n+1}^{(0)} + \sum_{j=0}^{\ell-1} F_z(\bar{z}_{n+1}^{(j)}) \bar{c}_k$$

Для уравнений кинетики (I) матрица Якоби \hat{J}_f имеет следующий вид:

$$\hat{J}_f(x_{n+1}, t_{n+1}) = \begin{pmatrix} \rho^{(j)}(t_{n+1}) - \beta, & \beta_1, & \beta_2, & \dots \\ \lambda_1, & -\lambda_1, & 0, & \dots \\ \lambda_2, & 0, & -\lambda_2, & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (7)$$

что упрощает решение линейной алгебраической системы уравнений (6) [3].

$\rho^{(j)}(t_{n+1})$ вычисляется по аналогии с решением интегральных уравнений [I]:

$$\begin{aligned} \rho^{(j)}(t_{n+1}) &= \beta(t_{n+1}) - \sum_{\omega} \alpha_{\omega} v_{\omega}^{(j)}(t_{n+1}) - \alpha_0 [Y^{(j)}(t_{n+1})]; \\ Y^{(j)}(t_{n+1}) &= Y(t_n) + \frac{h}{2} \left[\rho_n + \rho_n^{(j)} \frac{1}{\omega} (h \rho_n^{(j)} - h \rho_{n+1}^{(j)}) \right]; \\ v_{\omega}^{(j)}(t_{n+1}) &= [v_{\omega}(t_n) - Y(t_n)] \cos \omega h + w_{\omega}^{(j)}(t_n) \sin \omega h + Y(t_n) + \\ &+ h \rho_n \left(1 - \frac{\sin \omega h}{\omega h} \right) + h \left[\rho_{n+1}^{(j)} - \rho_n \right] \left(\frac{1}{2} - \frac{1 - \cos \omega h}{\omega^2 h^2} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где введена функция $w_{\omega}(t) = \frac{1}{\omega} \frac{d v_{\omega}}{d t}$, а

$$\begin{aligned} w_{\omega}^{(j)}(t_{n+1}) &= w_{\omega}(t_n) \cos \omega h - [v_{\omega}(t_n) - Y(t_n)] \sin \omega h + \\ &+ h \rho_n \frac{1 - \cos \omega h}{\omega h} + h \left[\rho_{n+1}^{(j)} - \rho_n \right] \left(\frac{1}{\omega h} - \frac{\sin \omega h}{\omega^2 h^2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

При решении уравнений кинетики (I) достаточно двух итераций (5). Контроль точности осуществляется на каждом шаге интегрирования путем сравнения локальной методической относительной погрешности

$$\varepsilon_T = c_k(\kappa!) / \nabla'(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1} / \rho_{\kappa+1} \quad (10)$$

с заданной максимально допустимой погрешностью на шаге интегрирования ε_{gon} . В формуле (10) $\nabla'(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1}$ - разность последних компонент векторов Нордсика на правой и левой границах, а коэффициент c_k зависит от порядка метода Гира [2]. При $\varepsilon_T \leq \varepsilon_{gon}$ шаг считается выполненным. Если контроль по точности прошли $(\kappa+1)$ шагов, производится оптимизация порядка метода κ и значения h на следующем шаге. Для этого вычисляются три коэффициента

$$\alpha_2 = \frac{1}{1,5} \left\{ \frac{\varepsilon_{gon}}{c_{\kappa+1}(\kappa!) / \nabla'(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1} / \rho_{\kappa+1}} \right\}^{\frac{1}{\kappa+1}} \quad \text{для порядка } \kappa;$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{1,5} \left\{ \frac{\varepsilon_{gon}}{c_{\kappa+1}(\kappa!) / \nabla'(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1} / \rho_{\kappa+1}} \right\}^{\frac{1}{\kappa}} \quad \text{для порядка } \kappa-1,$$

где $\nabla'(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1} = (\bar{\rho}_n)_{\kappa+1}$;

$$\alpha_3 = \frac{1}{1,5} \left\{ \frac{\varepsilon_{gon}}{c_{\kappa+1}(\kappa!) / \nabla^2(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1} / \rho_{\kappa+1}} \right\}^{\frac{1}{\kappa+2}} \quad \text{для порядка } \kappa+1,$$

где $\nabla^2(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1} = \nabla'(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1} - \nabla'(\bar{\rho}_n)_{\kappa+1}$.

Максимальный из этих коэффициентов, соответствующий условию, налагаемому на порядок метода (сохранить, уменьшить или увеличить), и позволяет определить новое значение шага интегрирования $h' = \alpha_{\max} h$.

Если же контроль по точности прошли i шагов ($i < \kappa+1$), а на $(i+1)$ -м шаге условие $\varepsilon_T \leq \varepsilon_{gon}$ не выполнилось, то процесс интегрирования возвращается на начало последнего $(i+1)$ -го (невыполненного) шага, принимается порядок метода $\kappa' = i$ и новое значение шага $h' = h/2$ (при $i=0$ порядок метода не меняется). При каждом изменении шага необходимо перестроить векторы Нордсика на новое значение шага, а в случае увеличения порядка метода и достроить их

$$(\bar{z}_n)_{\kappa+2} = \nabla'(\bar{z}_n)_{\kappa+1} / (\kappa+1). \quad (11)$$

Интегрирование начинается методом i -го порядка при заданных шаге h и векторах Нордсика:

$$(\bar{z}_0)_1 = x_0, \quad (\bar{z}_0)_2 = h f(x_0, t_0). \quad (12)$$

Расчетные параметры импульсов делений реактора БР-I

Согласно [I] среднее время генерации мгновенных нейтронов для "голого" реактора равно 0,0123 мкс, а полный коэффициент гашения реактивности $\Lambda = 3,89 \cdot 10^{-10}$ абс.ед./Дж. Параметры запаздывающих и отраженных нейтронов приведены в табл.1, а распределение коэффициента гашения по частотам колебаний топливных элементов (твэлов) - в табл.2.

Таблица I
Параметры запаздывающих и отраженных нейтронов

Тип нейтронов	β_m	$\lambda_m, \text{мкс}^{-1}$
Запаздывающие нейтроны	0,00026	0,0127-6
	0,00143	0,0317-6
	0,00127	0,115-6
	0,00277	0,311-6
	$\beta_{sp} = 0,00682$	1,40-6
	0,00090	3,87-6
	0,00019	

Окончание табл. I

Тип нейтронов	β_m	$\lambda_m, \text{мкс}^{-1}$
Отраженные нейтроны для зала размером 7,4x6,4x4,3 м; реактор в центре зала на высоте 1,8 м; $\beta_r = 0,099\beta_{эф}$	0,0001011	0,000306
	-0,0000356	0,000868
	0,0000703	0,00241
	-0,0000315	0,00537
	0,0001083	0,0118
	-0,0000597	0,0214
	0,0001492	0,0582
	-0,0000229	0,379
	0,0006089	0,632
	-0,0003736	1,03
	0,0000989	1,19
	0,0000570	2,07
0,0000035	3,6	

Примечание. Запись вида 0,0127-6 означает 0,0127·10⁻⁶.

Таблица 2

Распределение коэффициента гашения по частотам колебаний твэлов

$\omega, \text{мкс}^{-1}$	α_{ω}/A
0,02801	0,05
0,02662	0,05
0,02336	0,15
0,02239	0,15
0,02004	0,10
0,01932	0,10
0,01755	0,20
0,01699	0,20

Изменение реактивности реактора, обусловленное внешним воздействием (линейный ввод реактивности, сброс органов защиты), задавалось в виде

$$\rho_0(t) = \rho(0) + vt + \Delta\rho_{свз}(t), \quad vt \leq \beta_{эф}; \quad (13)$$

$$\rho_0(t) = \rho(0) + \beta_{эф} + \Delta\rho_{свз}(t), \quad vt > \beta_{эф}.$$

Здесь $\rho(0)$ - начальная (стартовая) реактивность; v - скорость ввода реактивности; $\Delta\rho_{свз}(t)$ - изменение реактивности при срабатывании защиты - задавалось в виде

$$\Delta\rho_{свз}(t) = -2,44 \cdot 10^{-12} (t - t_{лик} - 15000)^2, \quad (14)$$

$$t > t_{лик} + 15000,$$

где t - текущее время в микросекундах; $t_{лик}$ - II

время, соответствующее пику импульса. Предполагалось, что к моменту времени $t = 0$ реактор вышел на асимптотический период разгона, соответствующий реактивности $\rho(0)$, а начальная мощность $P(0)$ (в единицах деление/с) удовлетворяет условию сильного источника

$$[\beta - \rho(0)] P(0) \lambda \gg 1. \quad (15)$$

Для начальной мощности были выбраны три значения: 1, 5, 25 Вт. Так как предполагалось (и расчеты это подтвердили), что рост реактивности при конкретных значениях v будет ограничен конкретным значением максимально достижимой реактивности $\rho_{макс}$, была предусмотрена серия расчетов в модели мгновенного скачка. В этом случае изменение реактивности реактора задавалось в виде

$$\rho_0(t) = \rho_{макс} + \Delta\rho_{свз}(t). \quad (16)$$

Для скорости ввода реактивности в основном были использованы пять значений: 10, 20, 40, 80, 160 $\beta_{эф}/с$. В отдельных случаях были дополнительно использованы еще три значения: 100, 120, 140 $\beta_{эф}/с$.

Варьировались также и значения стартовой реактивности $\rho(0)$. При этом во всех случаях обеспечивалось условие $\rho(0) + \beta_{эф} > \rho_{макс}$.

В качестве искомым параметров импульса рассматривались следующие величины: γ_0 - энерговыделение в быстрой части (до первого минимума на "хвосте" импульса); γ_n - полное энерговыделение (расчетное время - несколько сотен миллисекунд от пика импульса); θ - полуширина (ширина на полувысоте); τ - период разгона; $(\rho_{макс} - \beta_{эф})$ - максимальная реактивность, достигаемая при линейном вводе. Указанные величины, а также производные от них отношения γ_0/γ_n и θ/τ для рассмотренных в расчетах ситуаций представлены в табл.3. Для большей наглядности ряд важных функциональных зависимостей (таких, как $\gamma_0(v)$, $\gamma_0(\rho)$, $\theta(\rho)$, $\rho_{макс}(v)$) представлен также в графической форме на рис.1-4.

Полученные результаты позволяют сделать выводы, важные для практической реализации генерации импульсов БР-I в режиме линейного ввода реактивности при наличии сильного источника.

Значения величин γ_0 и $\rho_{макс}$ определяются в основном скоростью ввода реактивности и слабо зависят от начальной мощности и стартовой реактивности. При больших скоростях ввода реактивности то же можно сказать и о γ_n , однако при уменьшении скорости зависимость γ_n от $\rho(0)$ и $P(0)$ становится значительной.

Таблица 3

Исходные данные и расчетные параметры импульсов
делений при линейном вводе (I3)

$\rho(0),$ $\beta_{эф}$	$\nu,$ $\beta_{эф}/c$	$P(0),$ Вт	Y_{δ}	Y_n	Y_{δ}/Y_n	θ	τ	θ/c	$\rho_{макс} - \beta_{эф},$ $\beta_{эф}$
			делений						
0,20	10	1	~0,46+I7	1,62+I7	0,28	345	III	3,11	0,039
0,20	10	5	0,45+I7	1,61+I7	0,28	390	I20	3,25	0,037
0,20	10	25	~0,44+I7	1,61+I7	0,27	440	I33	3,31	0,035
0,25	10	1	~0,45+I7	1,83+I7	0,25	340	II0	3,09	0,039
0,25	10	5	0,45+I7	1,83+I7	0,25	390	I21	3,22	0,037
0,25	10	25	0,44+I7	1,82+I7	0,24	440	I33	3,31	0,035
0,10	10	5	0,44+I7	1,01+I7	0,44	395	I22	3,24	0,037
0,037	∞	1	0,37+I7	0,60+I7	0,62	467	I22	3,83	0,037
0,20	20	1	0,54+I7	1,78+I7	0,30	193	70,2	2,75	0,052
0,20	20	5	0,56+I7	1,77+I7	0,32	208	75,2	2,76	0,049
0,20	20	25	0,52+I7	1,77+I7	0,29	222	81,6	2,72	0,047
0,25	20	1	0,54+I7	2,11+I7	0,26	188	70,1	2,68	0,052
0,25	20	5	0,56+I7	2,10+I7	0,27	205	74,6	2,75	0,049
0,25	20	25	0,53+I7	2,10+I7	0,25	223	82,6	2,70	0,047
0,10	20	5	0,56+I7	1,09+I7	0,51	207	76,4	2,71	0,049
0,049	∞	1	0,48+I7	0,76+I7	0,63	239	75,8	3,15	0,049
0,20	40	1	1,02+I7	1,88+I7	0,54	115	45,3	2,54	0,069
0,20	40	5	0,93+I7	1,87+I7	0,50	124	48,4	2,56	0,066
0,20	40	25	0,83+I7	1,87+I7	0,44	132	51,8	2,55	0,063
0,25	40	1	1,03+I7	2,23+I7	0,46	116	44,8	2,59	0,069
0,25	40	5	0,93+I7	2,23+I7	0,42	121	47,8	2,53	0,066
0,25	40	25	0,83+I7	2,23+I7	0,37	132	51,9	2,54	0,063
0,12	40	5	0,92+I7	1,42+I7	0,65	124	48,4	2,56	0,066
0,066	∞	1	0,74+I7	1,09+I7	0,68	138	48,1	2,87	0,066
0,20	80	1	2,43+I7	2,88+I7	0,84	73,0	29,4	2,48	0,094
0,20	80	5	2,15+I7	2,63+I7	0,82	77,5	31,5	2,46	0,090
0,20	80	25	1,91+I7	2,42+I7	0,79	81,5	33,1	2,46	0,086
0,15	80	5	2,14+I7	2,54+I7	0,84	77,7	30,7	2,53	0,090
0,090	∞	1	1,70+I7	2,04+I7	0,83	85,5	31,1	2,75	0,090
0,15	100	5	2,94+I7	3,32+I7	0,88	66,9	27,0	2,48	0,100
0,18	120	5	3,85+I7	4,23+I7	0,91	60,1	24,2	2,48	0,109
0,18	140	5	4,82+I7	5,20+I7	0,93	54,5	22,0	2,48	0,118
0,20	160	1	6,72+I7	7,11+I7	0,94	47,8	19,2	2,49	0,131
0,20	160	5	5,94+I7	6,32+I7	0,94	50,1	20,3	2,47	0,125
0,20	160	25	5,21+I7	5,59+I7	0,93	53,0	21,5	2,46	0,120
0,125	∞	1	4,75+I7	5,10+I7	0,93	54,2	20,3	2,67	0,125

Примечание. Запись вида 1,62+I7 означает $1,62 \cdot 10^{I7}$; знак "~" означает, что выделение Y_{δ} сделано приблизительно из-за отсутствия четкого минимума на импульсе; $\nu = \infty$ - приближение мгновенного скачка реактивности.

Сопоставление γ_s и θ при генерировании импульсов в режиме линейного ввода и мгновенного скачка, объединяемых одним значением максимально реализуемой реактивности ρ_{\max} , показывает, что при мгновенном скачке энерговыделение несколько ниже (на 20-25%), а полуширина больше (на 10-15%). Качество импульсов (по параметру γ_s/γ_n) зависит от $\rho(0)$ и v и улучшается при росте v и приближении $\rho(0)$ к величине $(\rho_{\max} \beta_{\text{эф}})$.

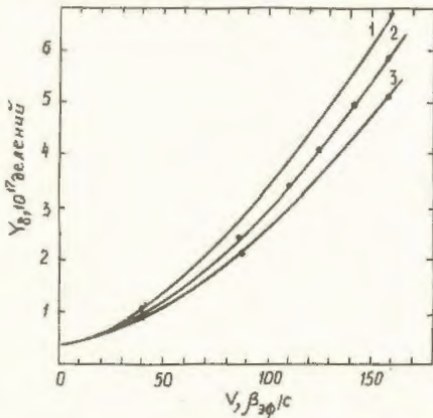


Рис.1. Зависимость энерговыделения в быстрой части импульса от скорости ввода реактивности ($\rho(0) = 0, 2\beta_{\text{эф}}$): 1 - $\rho(0) = 1$ Вт; 2 - $\rho(0) = 5$ Вт; 3 - $\rho(0) = 25$ Вт

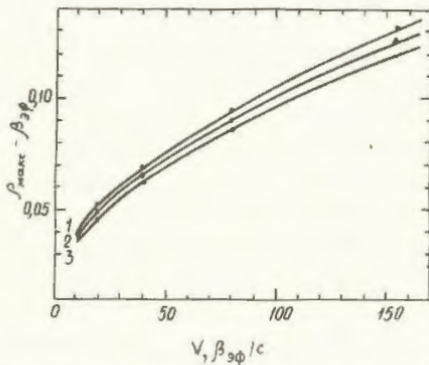


Рис.2. Зависимость максимально реализуемой реактивности от скорости ввода реактивности ($\rho(0) = 0, 2\beta_{\text{эф}}$): 1 - $\rho(0) = 1$ Вт; 2 - $\rho(0) = 5$ Вт; 3 - $\rho(0) = 25$ Вт

При одинаковой величине реализуемой реактивности ρ_{\max} имеет место совпадение асимптотического периода разгона (мгновенный скачок) и минимального значения переменного периода разгона τ_{\min} (линейный ввод). Однако, как следует из рис.4, функциональная зависимость отношения τ/τ_{\min} от величины отношения ρ/ρ_{\max} (текущее ρ и максимальное ρ_{\max} значения мощности реактора в ходе развития им-

пульса) имеет сложный характер. При проведении экспериментов, связанных с измерением периода τ , необходимо учитывать, что область существования периода, близкого к τ_{\min} , ограничена довольно узким интервалом значений ρ/ρ_{\max} .

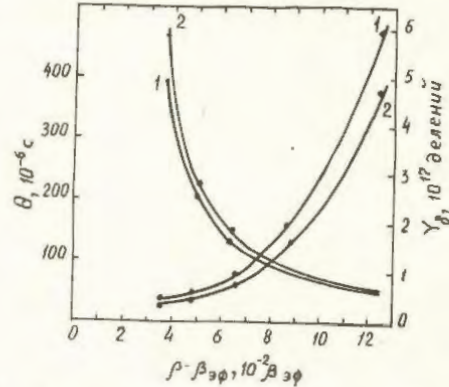


Рис.3. Зависимость энерговыделения в быстрой части импульса и ширины на полувысоте от максимально реализуемой реактивности: 1 - $\rho(0) = 5$ Вт, линейный ввод реактивности; 2 - мгновенный ввод реактивности

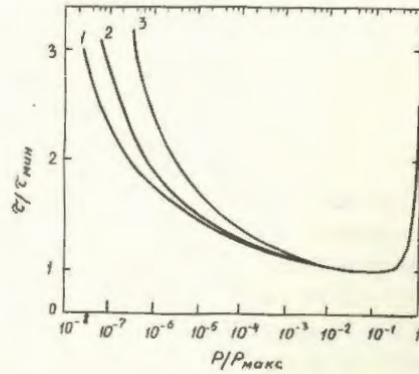


Рис.4. Изменение периода разгона в процессе формирования импульса делений: 1 - $\rho(0) = 5$ Вт, $v = 120\beta_{\text{эф}}/c$; 2 - $\rho(0) = 5$ Вт, $v = 80\beta_{\text{эф}}/c$; 3 - $\rho(0) = 5$ Вт, $v = 40\beta_{\text{эф}}/c$

З а к л ю ч е н и е

Подтверждена эффективность жестко-устойчивых методов Гира и при решении уравнений кинетики импульсного ядерного реактора. Машинное время счета одного импульса делений реактора БР-1 до времени $\sim t_{\text{пик}} + 200$ мс при наличии колебаний мощности на "хвосте" импульса составляет $t_{\text{эвм}} \sim 2$ мин на ЭВМ БЭСМ-6. Если колебания мощности отсутствуют, что имеет место при больших периодах разгона, когда гашение реактивности становится практически безынерционным, эффективность метода существенно возрастает.

Изучен ряд вопросов, связанных с генерированием импульсов делений в быстром импульсном реакторе с существенно инерционным гашением реактивности при условии линейного ввода реактивности. При этом стартовое состояние реактора характеризуется асимптотическим начальным периодом разгона и начальной мощностью, соответствующей сильному источнику нейтронов. Сделаны выводы, важные для практической реализации генерации импульсов делений в реакторе БР-I в режиме линейного ввода реактивности при старте с начальной мощности.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Х о р у ж и й В.Х., К о л е с о в В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1987. Вып.1. С.12-21.

2. Ч у а Л.О., П е н - М и н Л и н. Машинный анализ электронных схем. М.: Энергия, 1980.

3. Ш и м а н с к а я Т.М., З р о д н и - к о в А.В. Эффективный алгоритм интегрирования уравнений кинетики реактора на основе численных методов Гира: Препринт № 1478. Обнинск: ФЭИ, 1983.

4. П а в л о в с к и й А.И., М а л и н - к и н А.А., К о л е с о в В.Ф. и др. Бустер-реактор БР-I // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1985. Вып.1. С.3-13.

5. К о л е с о в В.Ф. Некоторые вопросы динамики импульсных реакторов // Атомная энергия. 1964. Т.16. Вып.4. С.309-314.

6. К и п л и н Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.

7. К о л е с о в В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 3. (Обзор) // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1987. Вып.1. С.67-83.

Статья поступила в редакцию 08.07.88.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ
СФЕРИЧЕСКОЙ ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЫ

А.И.Абакумов, А.С.Дубовкин, А.В.Певницкий, А.П.Толочко,
В.П.Соловьев, Д.В.Страхов, Ю.Г.Шимов, А.А.Учаев

При использовании численной методики, основанной на теории оболочек типа Тимошенко, рассматривается реакция сферической взрывной камеры. Настройка расчетной модели для описания поведения конкретной взрывной камеры с учетом динамической потери устойчивости осуществляется с помощью спектрального анализа. В качестве параметра настройки радиальной частоты служит радиус сферической поверхности, а для спектра изгибных частот — толщина оболочки. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

CALCULATION-EXPERIMENTAL ANALYSIS OF SPHERICAL EXPLOSIVE CHAMBER REACTION. A.I.ABAKUMOV, A.S.DUBOVKIN, A.V.PEVNITSKY, A.P.TOLOCHKO, V.P.SOLOV'EV, D.V.STRAHOV, YU.G.SHISHOV, A.A.UCHAEV. The reaction of spherical explosive chamber is considered using numerical technique based on Timoshenko type shell theory. Adjustment of calculation model to describe the behaviour of specific explosive chamber with allowance for dynamic stability loss is accomplished by means of spectral analysis. The radius of spherical surface is used as radial frequency adjustment parameter and shell thickness is considered for bending frequency spectrum. Calculation results are compared with experimental data.

В настоящее время широкое применение в технике, в том числе и в области реакторов, находят сферические взрывные камеры (оболочки) многоазового использования, работающие в условиях импульсных нагрузок при упругом деформировании материала. Такие оболочки чаще всего являются тонкостенными с относительной толщиной $h/R < 1/20$ (h — толщина, R — радиус срединной поверхности). Их изготовление осуществляется сваркой из штампованных лепестков. Обязательным элементом является горловина с крышкой. Наличие несовершенств, связанных как с изготовлением (отклонение от сферичности, сварные швы), так и с конструктивными особенностями (горловина с крышкой), ведет к тому, что две, казалось бы одинаково изготовленные оболочки, могут отличаться одна от другой в своем поведении при импульсном нагружении. В частности, это касается временной зависимости деформации на поверхности оболочки.

Как показано в ряде работ [1-4], присутствие в оболочке неизбежных несовершенств приводит к динамической потере устойчивости симметричных радиальных колебаний и росту амплитуд определенных изгибных форм, частоты которых

близки к радиальной частоте. Рост амплитуды изгибной формы проявляется в циклическом повышении амплитуды деформации в локальных зонах оболочки. В качестве параметра, характеризующего этот рост, обычно рассматривают коэффициент раскачки [4], равный отношению максимальной достигнутой амплитуды колебания к амплитуде колебания первого периода на гладкой части оболочки. Согласно [4], характер роста амплитуды колебания зависит от расположения радиальной частоты в интервале близлежащих изгибных частот. Поэтому при углубленном исследовании каждой конкретной оболочки с учетом её динамической неустойчивости необходимо, чтобы расчетная модель была согласована с реальной оболочкой как по радиальной частоте, так и по изгибным частотам, близким к ней.

В качестве реальной оболочки рассмотрим сферическую взрывную камеру с внутренним радиусом $R_{вн} = 130$ см и толщиной оболочки $h = 2,5$ см. Камера, имеющая верхнюю и нижнюю горловины, изготавливалась путем сварки стальных штампованных лепестков. Нагружение камеры осуществлялось взрывом ВВ (ТТ 50/50), помещенного в её

геометрическом центре. В ходе экспериментов тензометрировалась наружная поверхность камеры. Полученная информация представлялась в цифровом виде и обрабатывалась на ЭВМ с помощью Фурье-анализа для определения спектра частот [5]. Результаты обработки в виде частот, на которых наблюдалось возбуждение камеры в серии опытов, приведены в таблице. Для идентификации частот воспользуемся частотным уравнением [6] гладкой сферической оболочки с целью определения шага по частоте между соседними изгибными формами

$$(\Omega^2)^2 - (1+3\mu + \lambda + \alpha^2 \lambda^2) \Omega^2 + [(1-\mu^2)(\mu-2) + \alpha^2 \lambda^2 (\lambda-4)] = 0, \quad (1)$$

где $\Omega^2 = \omega^2 R^2 \rho (1-\mu^2) / E$; $\lambda = n(n+1)$; $\alpha^2 = h^2 / (12 R^2)$. Здесь ω — собственная радиальная частота оболочки; E, μ и ρ — модуль Юнга, коэффициент Пуассона и плотность материала.

Частоты оболочки при подрыве ВВ различной массы

Номер опыта	Масса ВВ, кг	Частота, Гц				
		$\approx 1/2 \bar{f}_0$	\bar{f}_n	\bar{f}_0	\bar{f}_{n+1}	\bar{f}_{n+2}
1	1,65	-	964	1020	1053	1148
2	5	540	964	1020	1065	1151
3	7,5	580	967	1020	-	-
4	10,5	590-630	968	1020	1056	1154
5	15,5	580-630	974	1023	1056	1154
6	20,5	590-630	974	1026	1062	1160

Приведенное частотное уравнение имеет два решения — две ветви частот: ветвь частот радиальных колебаний (Ω_1^2), слабо зависящую от h/R , и ветвь частот изгибных колебаний (Ω_2^2), существенно зависящую от h/R . Присутствие в оболочке несовершенств приводит к возбуждению в ней изгибных колебаний с частотами, близкими к частоте радиальных колебаний. Используя результаты работы [7], из условия $\Omega_1^2(0) = \Omega_2^2(n)$ получим

$$\Omega_1^2(0) = 2(1+\mu). \quad (2)$$

Для изгибной ветви частот $\Omega_2^2(n)$ при решении (1) согласно [6] имеем

$$\Omega_2^2(n) = B_n^2 + \alpha^2 \lambda^2 - \alpha^2 \lambda (4+3\mu + \mu^2), \quad (3)$$

где $B_n^2 = \frac{1}{2} [(1+3\mu + \lambda) - \sqrt{(1+3\mu + \lambda)^2 - 4(1-\mu^2)(\lambda-2)}]$. В работе [6] показано, что $\lim_{n \rightarrow \infty} B_n^2 = 1 - \mu^2$, поэтому в (3) третьим слагаемым можно пренебречь, так как при $n \neq 0$ и $h/R \leq 1/20$ его вклад не превышает 3%. В итоге имеем

$$\Omega_2^2(n) = 1 - \mu^2 + \lambda^2 n^2 (n+1)^2. \quad (4)$$

Решая совместно (2) и (4), получим

$$1 - \mu^2 + \alpha^2 n^2 (n+1)^2 = 2(1+\mu)$$

или

$$\alpha^2 n^2 (n+1)^2 = (1+\mu)^2. \quad (5)$$

Отсюда

$$\sqrt{n(n+1)} \approx n + \frac{1}{2} \approx \sqrt{12(1+\mu)} \frac{R}{h}. \quad (6)$$

При $\mu = 0,3$ имеем $n + \frac{1}{2} \approx 2,12 \sqrt{\frac{R}{h}}$. (7)

Определим шаг по частоте ($\Delta \omega_n$) между соседними изгибными формами n и $n+1$ с частотами, близкими к радиальной частоте. Поскольку $\Omega_2^2(n+1) - \Omega_2^2(n) = 2\Omega_1(0)\Delta\Omega_2(n)$, то, используя (4) и (5), получим $\Omega_1(0)\Delta\Omega_2(n) = \frac{2(1+\mu)^2}{n}$ или

$$\frac{\Delta \Omega_2(n)}{\Omega_1(0)} = \frac{\Delta \omega_n}{\omega_0} \approx \frac{1+\mu}{n}. \quad (8)$$

Подставляя в (8) выражение (7) при $\mu = 0,3$, получим

$$\frac{\Delta \omega_n}{\omega_0} = \frac{\Delta f_n}{f_0} = 0,61 \sqrt{\frac{h}{R}}. \quad (9)$$

Частота f_0 , согласно (1) и (2) определяется из выражения

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{2E}{\rho(1-\mu)}}. \quad (10)$$

Для рассматриваемой реальной камеры $R = 131,25$ см; $E = 1,9 \cdot 10^6$ кгс/см²; $\rho = 7,8$ г/см³; $\mu = 0,3$. В результате, согласно (8) и (9), имеем $\Delta f_n = 94$ Гц, $f_0 = 1012$ Гц. Сопоставляя полученные величины Δf_n и f_0 с данными таблицы, можно отметить, что \bar{f}_0 — радиальная частота, а \bar{f}_n , \bar{f}_{n+1} и \bar{f}_{n+2} — изгибные частоты. Для получения точного согласования расчетного значения f_0 с экспериментальным $f_0 = 1020$ Гц необходимо принять $R = 130$ см.

Для описания поведения сферической оболочки при импульсном нагружении использовалась численная методика [8] осесимметричного нестационарного упругопластического деформирования тонкостенных конструкций. Определяющими уравнениями в этой методике являются уравнения теории оболочек типа Тимошенко. Численная реализация основывается на вариационно-разностном методе решения. Геометрическая нелинейность учитывается пошаговой перестройкой срединной поверхности.

В расчетах кольцевые сварные швы представлялись в виде кольцевых утолщений оболочки, а работа узла крепления крышки с горловиной — по схеме, предусматривающей их жесткое крепление вдоль оси вращения оболочки и свободное смещение краев горловины и крышки до момента контакта в направлении, перпендикулярном этой оси. Проверка возможности контактного взаимодейст-

вия горловины с крышкой осуществлялась на каждом временном шаге счета, и в случае контакта производилась склейка. Проведенные расчеты показали, что такая модель взаимодействия горловины с крышкой достаточно хорошо описывает реальную картину поведения взрывной камеры.

Временная зависимость действующей нагрузки определялась численными расчетами по методике [9,10]. Для продуктов взрыва использовалось уравнение состояния продукта ТГ 50/50 в виде [11]. Воздух рассчитывался с использованием табличного уравнения состояния [12].

На рис.1 приведены результаты расчетов в виде зависимости изгибных частот от толщины оболочки с $R = 130$ см (сплошные линии) при нагружении взрывом ВВ калорийностью 1140 ккал/кг и массой 5 кг. Сравнивая экспериментально полученные частоты с расчетными частотами, можно отметить их совпадение для оболочки толщиной $h = 2,65$ см (больше заданной толщины на 6%).

Проведенные расчеты показали, что в данной камере с двумя диаметрально расположенными горловинами не наблюдается возбуждения нечетных изгибных форм. В частности, изгибная форма с четным номером $n = 14$ возбуждается, а нечетная $n+1 = 15$ - не возбуждается (см.рис.1.). Эти результаты подтверждаются экспериментально. Здесь возбуждение нечетной ($n+1$) изгибной формы характеризуется слабой (в 10 раз меньше) спектральной плотностью мощности.

Для анализа максимально реализуемых деформаций камеры на рис.1 приведены зависимости от

толщины h коэффициентов раскочки меридиональной и кольцевой деформации (κ_{E1} , κ_{E2}). Из рисунка видно, что максимальное значение коэффициентов раскочки κ_{E1} и κ_{E2} наблюдается в оболочке, у которой частота четной изгибной формы близка к радиальной, а минимальное значение - в оболочке, у которой эта близость проявляется для частоты нечетной изгибной формы.

С целью приведения в более полное соответствие результатов расчета с экспериментальными данными необходимо учитывать наблюдаемое в экспериментах демпфирование. Поскольку в расчетной модели демпфирование не учитывается, предлагается это делать косвенно, определяя коэффициент затухания β из экспериментальных зависимостей деформации от времени t . Согласно проведенному анализу коэффициент β зависит от уровня нагрузки. Умножая расчетные деформации от времени на величину $e^{-\beta t}$, можно получить некоторую имитацию демпфирования колебания оболочки, согласующуюся с экспериментом.

В качестве примера на рис.2 и 3 приведены результаты эксперимента и расчета по деформации и по спектру частот при величине подрываемой массы ВВ, равной 7,5 кг. Характер колебания камеры для данного случая нагружения приведен на рис.4. Здесь показана кинограмма положения оболочки на различные моменты времени.

Таким образом, для описания поведения сферической взрывной камеры с учетом динамической неустойчивости предлагается проводить согласованные расчетной модели с реальной камерой путем

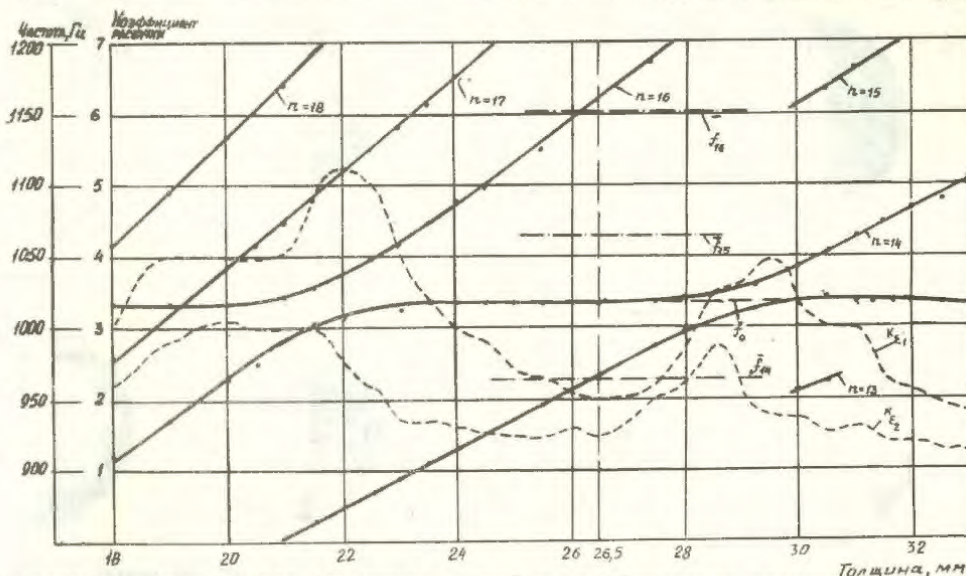


Рис.1. Зависимости изгибных частот (сплошные линии) и коэффициентов раскочки κ_{E1} и κ_{E2} меридиональной и кольцевой деформации (пунктирные линии) от толщины оболочки; экспериментальные частоты (штрих-пунктирные)

30879497

Институт Атомной Энергии
И. И. Б. Курчатова
БИБЛИОТЕКА

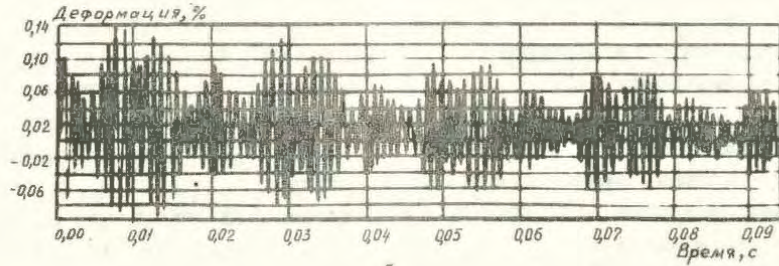
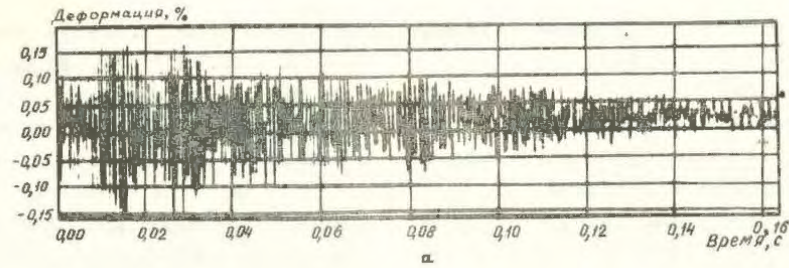


Рис. 2. Зависимость деформации во времени на поверхности камеры вблизи горловины: а - эксперимент; б - расчет

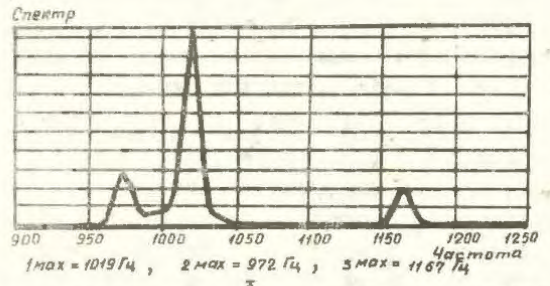
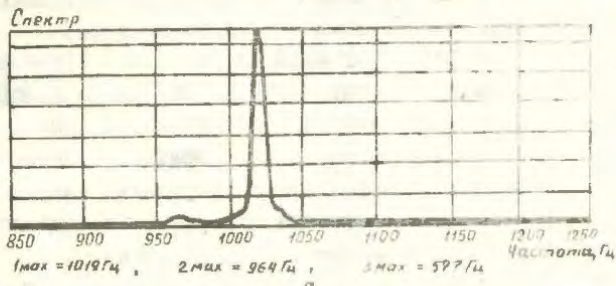


Рис. 3. Зависимость спектральной плотности мощности от частоты: а - эксперимент; б - расчет

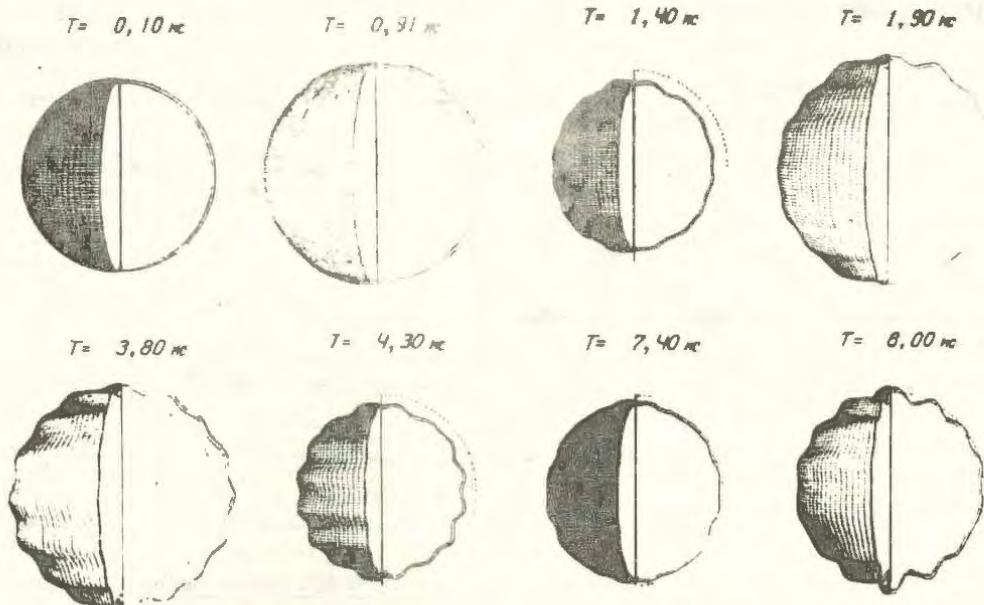


Рис. 4. Кинограмма положения оболочки на различные моменты времени

настройки частотного спектра расчетной модели на частотный спектр реальной камеры. В качестве параметра настройки радиальной частоты используется радиус, а для изгибных частот — толщина оболочки. Для взрывных камер с двумя диаметрально расположенными горловинами нечетные изгибные формы практически не возбуждаются. При колебании камеры на частотах, близких к частотам этих изгибных форм, коэффициент раскачки минимальный. Полученная расчетная модель может быть использована для проведения прогнозирующих расчетов.

Список литературы

1. McIver J.K., Soustegard D.A. Axisymmetric response of a closed spherical shell to a nearly uniform radial impulse // Journal of the Acoustical Society of America. 1966. Vol.40, N 6. P.1540-1547.
2. Бузукоев А.А. Особенности поведения стенок взрывных камер под действием импульсной нагрузки // Физика горения и взрыва. 1976. № 4. С.605-610.
3. Корнеев В.Н., Адищев В.В., Митрофанов А.И., Трехов В.А. Экспериментальное исследование и анализ колебаний оболочки взрывной камеры // Там же. 1979. № 6. С.155-157.
4. Абакумов А.И., Егунов В.В., Мохов В.Н. и др. Поведение сферической оболочки с присоединенной массой при импульсном нагружении // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Методы решения задач упругости и пластичности. Горький: Горьк.ун-т. 1984. С.109-113.
5. Отнес Р., Эконсон Л. Прикладной анализ временных рядов. Основные методы. М.: Мир, 1982.
6. Baker W.E. The Axisymmetric modes of vibration of spherical shell // Journal of the Acoustical Society of America. 1961. Vol.33, N 12. P.1749-1758.
7. Бейкер, Ху, Джексон. Упругая реакция тонких сферических оболочек на действие осесимметричной взрывной нагрузки // Прикладная механика. Серия Е. 1966. № 4. С.91-97.
8. Баженов В.Г. Нелинейные задачи динамики тонкостенных конструкций при импульсных воздействиях // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Методы решения задач упругости и пластичности. Горький: Горьк.ун-т. 1981. С.57-66.
9. Баталова А., Свидинский В.А., Селин В.И., Софронов В.Н. Программа УП для решения одномерных газодинамических и упругопластических задач механики сплошных сред // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1978. Вып. I(I). С. 21-28.
10. Гаврилов Н.Ф., Иванова Г.П., Селин В.И., Софронов В.Н. Программа УП ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // Там же. 1982. Вып. 3(II). С. 11-14.
11. Зубарев В.Н., Телегин Г.С., Жерноклетов М.В. Изэнтропы расширения продуктов взрыва конденсированных ВВ // Прикладная механика и техническая физика. 1969. № 4. С. 127-132.
12. Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.

Статья поступила в редакцию 29.06.88.

О СТАБИЛЬНОСТИ НЕКОТОРЫХ КРИТЕРИЕВ ПРОЧНОСТИ СТЕКЛОПЛАСТИКОВЫХ ТРУБ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

О.С.Воронцова, М.А.Сырунин, А.Г.Федоренко,
В.И.Цыпкин, Н.А.Билык, А.Г.Иванов

Приведены результаты экспериментальных исследований коэффициентов вариации предельной деформации и предельной нагрузки цилиндрических оболочек из стеклопластика и стали 20 при импульсном нагружении в нормальной воздушной среде.

Показано, что в условиях экстремальных импульсных нагрузок стеклопластиковые оболочки обладают более высокой, чем при статическом нагружении, прочностью по критерию предельной деформации и достаточной стабильностью этого критерия.

ON STABILITY OF SOME CRITERIA OF GLASS-REINFORCED PLASTIC TUBES STRENGTH UNDER INTERNAL PULSE LOADING. O.S.VORONTSOVA, M.A.SYRUNIN, A.G.FEDORENKO, V.I.TSYPKIN, N.A.BILYK, A.G.IVANOV. Results of experimental investigation of ultimate strain and ultimate load variation coefficients for cylindrical glass-reinforced and steel 20 plastic shells under pulse loading in normal atmosphere are presented. It is shown that under extreme pulse loads glass-reinforced plastic shells have a higher ultimate strain criterion strength, than upon static loading, and possess sufficient stability of this criterion.

Композитные материалы используются в различных конструкциях, в том числе подверженных динамическим нагрузкам. Перспективно их применение при создании корпусов импульсных реакторов. Если для традиционных материалов установлены определенные соотношения между расчетными и нормативными прочностными характеристиками, то для композитных материалов требуется вероятностная постановка расчетов на прочность. Основная цель такого расчета состоит в определении вероятности того, что предельное состояние не будет достигнуто, и в сопоставлении найденной вероятности с нормативным значением. Условие неразрушения конструкции представляется в виде $Y(\alpha_1, \dots, \alpha_n) = Q(\alpha_1, \dots, \alpha_n) - C(\alpha_{n+1}, \dots, \alpha_m) \geq 0$, где Q — нагрузка, приводящая к предельному состоянию конструкции; C — действующая нагрузка; $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ — параметры.

При постоянной действующей нагрузке коэффициент вариации функции Y определяется коэффициентом вариации предельной нагрузки конструкции v_q [1]. При этом v_q отражает нестабильность как механических случайных характеристик материала, так и геометрических параметров кон-

струкции. При статическом нагружении стандартных образцов коэффициенты вариации механических свойств стеклянных волокон в композите составляют 10–25% [2], а разброс средних значений прочности, например стеклопластиковых конических оболочек, достигает 30% [3]. Данных о коэффициентах вариации механических свойств стеклопластика при динамическом нагружении практически нет.

Цель настоящей работы — получить оценки коэффициентов вариации предельной нагрузки и предельной деформации стеклопластиковых цилиндрических оболочек при импульсном нагружении.

При нагружении цилиндрической оболочки взрывом сферического заряда внутри основная импульсная нагрузка сосредоточена в зоне протяженностью не более диаметра оболочки [4]. При этом возможны два типа разрушения: разрушение в фазе растяжения, когда при распространении радиального импульса по оболочке в ее центральной части образуется впадинность, равномерно распределенная по длине окружности; разрушение за счет динамической потери устойчивости радиальных осесимметричных колебаний и перехода энергии колебаний в изгибную форму. При

этом динамические деформации сжатия в колебательном процессе ограничивают несущую способность стеклопластиковых оболочек [5].

Разрушение в фазе растяжения происходит при достижении предельной кольцевой деформации $\epsilon_c \sim 4\%$ [5,6], разрушение второго типа - при $\epsilon_c \sim 1,5+2,5\%$ в зависимости от относительной толщины оболочек [4,5]. Одним из путей полного использования несущей способности стеклопластиковых оболочек является ограничение деформаций сжатия: например, при импульсном нагружении стеклоэпоксидных оболочек [6] динамические деформации сжатия вследствие наличия воды в полости оболочек не превышали 1% и разрушение из-за потери устойчивости не происходило.

Чтобы повысить сопротивление оболочки развитию изгибного движения и соответственно её прочность, стеклопластиковую оболочку подкрепляли изнутри стальной. В результате из-за несовпадения частот колебаний обеих оболочек и работы стальной оболочки в области пластических деформаций коэффициент затухания увеличивался, и развитие начальных несовершенств формы не происходило.

При решении задач прочности изделий в вероятностной постановке композитный материал представляется состоящим из ряда элементов (волокон или слоев), между которыми происходит перераспределение нагрузки при работе конструкции. При этом процесс разрушения рассматривается во времени, и функции распределения прочности композитов аппроксимируются экспоненциальным или вейбулловским распределением [1].

При импульсном воздействии нагрузка прикладывается за столь короткое время, что полного перераспределения ее между элементами не происходит, к тому же увеличивается число случайных факторов, совместное действие которых наряду с прочностью композита определяет прочность конструкции. Все это приводит при динамическом нагружении к закону распределения прочностных свойств, близкому к нормальному, которое было взято в качестве аппроксимирующего.

Постановка эксперимента и методы регистрации аналогичны описанным в работе [5], т.е. нагружение осуществляли взрывом в геометрическом центре оболочки сферического заряда из химического взрывчатого вещества массой m . За предельную принималась нагрузка, при которой в центральном сечении оболочки появлялась остаточная деформация, а на наружной поверхности

образовывались трещины и разрывления. Каждая оболочка нагружалась только один раз.

Объектами испытаний являлись свободные цилиндрические стеклопластиковые оболочки, в которые без зазора вставлялись стальные оболочки (сталь 20). Стеклопластиковые оболочки были изготовлены методом "мокрой" намотки ровинга РВМН10-1260-80, пропитанного связующим ЭДТ-10, чередующимися кольцевыми и спиральными слоями ($\varphi = \pm 35^\circ$).

Все исследованные оболочки были однотипны и имели размеры: внутренний радиус $R = 150$ мм; средняя толщина стеклопластика $\delta_s = 8,5$ мм; масса стали 8,5 кг. Определяли максимальные кольцевые деформации оболочек в центральном сечении ϵ_c . Погрешность определения всех величин не превышала 10%. Результаты опытов приведены в табл. I. Относительная масса заряда взрывчатого вещества ξ - отношение массы заряда к массе оболочки.

Т а б л и ц а I
Экспериментальные значения параметров

Номер опыта	$\xi \cdot 10^3$	$\epsilon_c, \%$	Состояние оболочки после опыта
1	12,5	3,56	Не разрушалась
2	15,2	3,95	"-
3	17,9	5,05	Разрушалась
4	16,1	4,80	"-
5	15,3	4,55	"-
6	13,7	4,26	Не разрушалась
7	15,4	5,10	Разрушалась
8	15,2	4,28	"-
9	13,4	4,80	"-
10	13,1	4,78	"-
11	12,7	3,25	Не разрушалась
12	14,3	4,02	Разрушалась
13	12,6	3,45	Не разрушалась
14	14,6	3,94	"-
15	15,5	4,14	Разрушалась
16	16,0	4,77	"-
17	11,3	3,28	Не разрушалась
18	11,0	3,10	Разрушалась
19	20,1	3,97	"-
20	16,5	3,48	Не разрушалась
21	16,7	3,45	"-

Опыты проводили по схеме Бернулли (отказ-неотказ) [7]. Уровни нагружения выбирали путем

варьирования массы заряда и соответствующим подбором массы оболочки таким образом, чтобы расстояние между уровнями d_0 находилось в пределах $\frac{S_{\varepsilon}}{2} < d_0 < 2S_{\varepsilon}$, где S_{ε} - оценка, полученная априори. Данное условие необходимо для последующего анализа методом Брестона. За критерий прочности стеклопластиковых оболочек была принята предельная радиальная деформация ε_z , которая слабо зависит от характера импульсного нагружения [5,6]. Оценки математического ожидания m_{ε_z} и среднеквадратичного отклонения S_{ε_z} получены методом фидуциальных вероятностей [8] и статистического моделирования. Сущность метода заключается в следующем. При испытании элемента на i -м уровне ($i = 1, \dots, k$) вероятность достижения предельного состояния равна q_i^0 . Тогда согласно биномиальному распределению вероятность того, что в результате испытания на i -м уровне нагружения n_i образцов произойдет ℓ_i отказов, равна

$$P_{n_i \ell_i} = C_{n_i}^{\ell_i} q_i^{\ell_i} (1 - q_i^0)^{n_i - \ell_i}.$$

При фиксированных результатах испытаний (испытано n_i образцов, отказало ℓ_i) и неизвестном значении q_i^0 данное выражение порождает распределение фидуциальных вероятностей для вероятности отказа q_i^0 на уровне C_i с плотностью [8]

$$f_i(q) = \frac{q^{\ell_i} (1 - q)^{n_i - \ell_i}}{\int_0^1 q^{\ell_i} (1 - q)^{n_i - \ell_i} dq}.$$

Если для каждого испытательного уровня C_i в соответствии с плотностью распределения $f_i(q)$ случайным образом выбрать реализацию q_i , то соответствующие реализации неизвестных параметров m_{ε_z} , S_{ε_z} можно получить, решая уравнение

$$\sum_{i=1}^k \left(q_i - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{\varepsilon_z - m_{\varepsilon_z}}{S_{\varepsilon_z}}} e^{-t^2/2} dt \right)^2 W_{q_i}^2 = \min, \quad (I)$$

где $W_{q_i}^2 = \frac{(n_i + 2)(n_i + 3)}{(n_i + 1)(n_i - \ell_i + 1)}$ - массовый коэффициент [8]. Проводя статистическое моделирование (выбирая случайным образом вектор $\vec{q} = (q_1, \dots, q_k)$) и для каждой реализации \vec{q} решая уравнение (I), получаем усредненные оценки m_{ε_z} , S_{ε_z} , по которым был определен коэффициент вариации предельной деформации v_{ε_z} (отношение среднеквадратичного отклонения к математическому ожиданию в процентах). Метод реализован на ЭВМ БЭСМ-6. Погрешность метода $\leq 10\%$. Усреднение проводили по 5000 реализаций. Оценка v_{ε_z} была также получена известным способом статистического анализа результатов испытаний на усталость методом ступенчатого изменения нагрузки [9] при использовании нормализованных величин, что соглас-

но [10] значительно повышает точность оценок. Для этого результаты испытаний были представлены в виде вариационного ряда и сгруппированы по уровням так, как указано в табл.2. Оценки параметров m_{ε_z} и S_{ε_z} определены по формулам, получаемым методом максимального правдоподобия [7]

$$m_{\varepsilon_z} = S_0 + d_0 \left[\frac{\sum_{i=0}^k i n_i}{N} + 0,5 \right];$$

$$S_{\varepsilon_z} = 1,62 \cdot d_0 \left[\frac{N \sum_{i=0}^k i^2 n_i - \left(\sum_{i=0}^k i n_i \right)^2}{N^2} + 0,029 \right],$$

где S_0 - наименьшее значение уровня, при котором наблюдается менее частый исход (в нашем случае - неразрушение); d_0 - расстояние между уровнями; N - полное число неразрушений; n_i - частота события; i - номер уровня (по табл.2).

Т а б л и ц а 2
Уровни изменения нагрузки

Номер опыта по табл.1	11,17	13,20,21,1	2,15	6
$\lg \varepsilon_z$	0,51, 0,52	0,54 0,54, 0,54 0,55	0,6, 0,62	0,64
Номер уровня i	0	I	2	3
Значение уровня	0,5	0,55	0,6	0,65

Аналогичным образом получены оценки коэффициента вариации предельной удельной нагрузки $v_{S_{\varepsilon_z}}$. Следует отметить, что величина ξ_{ε_z} не инвариантна по отношению к замене типа взрывчатого вещества и может служить критерием прочности только в частном случае. Результаты расчетов приведены в табл.3. При величине шага, близкой к среднеквадратичному отклонению исследуемого параметра, анализ Брестона дает достаточно точные оценки [7]. Как видно из табл.3 оценки, полученные двумя различными методами, практически совпадают, что подтверждает достоверность полученных результатов.

Таким образом, результаты проведенного исследования показывают, что в условиях экстремальных импульсных нагрузок стеклопластиковые оболочки обладают более высокой, чем при статическом нагружении, прочностью по критерию предельной деформации и достаточной стабильностью этого критерия.

Таблица 3

Расчетные значения параметров
распределения предельных величин

Метод	Величина	Коэффициент вариации, %
Фидуциальных вероятностей	$\xi_{\tau}, \%$	11,5
	ξ	13,3
Брестона	$\xi_{\tau}, \%$	11
	ξ	13,6

Список литературы

1. Серенсен С.В., Стреляев В.С. Статистические закономерности разрушения и вероятностная оценка статической прочности конструктивных элементов из полимерных композитных материалов // Механика полимеров. 1972. № 3. С. 466-482.
2. Гуняев Г.М. Структура и свойства полимерных волокнистых композитов. М.: Химия, 1981.
3. Ивовин Ю.Н., Душин М.Н., Нестеровский Н.В. Оценка стабильности прочности конструктивных стеклопластиков в конических оболочках // Механика полимеров. 1970. № 1. С. 102-108.
4. Федоренко А.Г., Цыпкин В.И., Иванов А.Г. и др. Особенности динамического деформирования и разрушения цилиндрических стеклопластиковых оболочек при внутреннем импульсном нагружении // Механика композитных материалов. 1983. № 1. С. 90-94.
5. Цыпкин В.И., Русак В.Н., Шитов А.Т., Иванов А.Г. Деформация и разрушение цилиндрических оболочек из стеклоэпоксида при внутреннем импульсном нагружении // Там же. 1981. № 2. С. 249-255.
6. Рыжанский В.А., Минеев В.Н., Иванов А.Г., Шитов А.Т., Зыков А.П. Разрушение цилиндрических стеклоэпоксидных оболочек, заполненных водой, при внутреннем импульсном нагружении // Механика полимеров. 1978. № 2. С. 283-289.
7. Ллойд Д., Липов М. Надежность. М.: Советское радио, 1964.
8. Лукьяшенко В.И., Терпиловский А.Н. Об учете предварительной информации при оценке надежности сложных систем // О надежности сложных технических систем. М.: Советское радио, 1966. С. 263-275.
9. Вейбулл В. Усталостные испытания и анализ их результатов. М.: Машиностроение, 1964.
10. Dixon W.J., Mood A.M. A method for obtaining and analysing sensitively data // J. Amer. Statist. Assoc. 1948. Vol. 43. P. 109-126.

Статья поступила в редакцию 13.03.88.

ПРОЧНОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ
ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ
(Обзор)

А.П.Большаков, С.А.Новиков, В.А.Синицын

Представлены краткий обзор динамических методов испытаний и экспериментальные результаты исследования для ряда конструкционных материалов. Дана характеристика разработанного авторами взрывного малогабаритного устройства на основе метода составного стержня Гопкинсона и проведен анализ применимости данного метода испытаний при скоростях деформации 10^1-10^4 с^{-1} . Установлены деформационно-прочностные зависимости металлических (ст.36НХТЮ, сплав АМг6, медь М1, порошковые материалы СПХ18Н9Т, СПЗ6КНМ) и полимерных (компаунды СКТН, виссинт ПК-68, ПДИ-ЗАК и др.) материалов от скорости деформации. Определена динамическая прочность сварных (электронным лучом) и клеевых (К300-6I, ЭЛ-20, ВК-9, циакрин Э0) соединений металлических материалов (титан, медь, сталь 3, сплав АМг6).

STRENGTH OF STRUCTURAL MATERIALS UNDER DYNAMIC LOADS (REVIEW).
A.P.BOLSHAKOV, S.A.NOVIKOV, V.A.SINITSYN. Brief review of dynamic test methods and experimental results of investigation for a number of structural materials are presented. Explosive small-size device developed by the authors, which is based on the Gopkinson compound bar method, is characterized and analysis of the given test method applicability at 10^1-10^4 s^{-1} strain rates is carried out. Strain-strength relations between metal (st.36НХТЮ, alloy АМг6, copper М1, powdery materials СПХ18Н9Т, СПЗ6КНМ), polymeric materials (compounds СКТН, viscint ПК-68, ПДИ-ЗАК etc) and strain rate are determined. Dynamic strength of welded (by electron beam) and adhesive (К300-6I, ЭЛ-20, ВК-9, cyanoacrylate Э0) joints of metal materials (titanium, copper, steel 3, alloy АМг6) is found.

В в е д е н и е

В процессе эксплуатации детали импульсных реакторов испытывают комплексное воздействие нейтронного облучения, импульсного теплового и механического нагружений. Материал и оптимальная конструкция деталей реакторов, а также испытательных устройств, используемых в экспериментах на реакторах, определяются поведением конструкционных материалов в этих условиях.

Изменения механических прочностных характеристик инертных (не ядерно-активных) конструкционных металлов и сплавов наблюдаются при интегральных потоках $10^{18}-10^{19}$ нейтр/см² (увеличение предела текучести, временного сопротивления, уменьшение относительного удлинения) [1]. Очевидно, что при интегральных потоках, реализующихся при работе импульсных реакторов различных типов, рассмотренных, например, в [1-4] (флюенс $10^{14}-10^{16}$ нейтр/см² при длительностях импульсов делений 50-5000 мкс), влиянием облучения на механические характеристики

материалов можно пренебречь. Определяющее влияние на изменение прочности материалов будет оказывать импульсное механическое нагружение при скоростях деформации $\dot{\epsilon} = 10^1-10^3 \text{ с}^{-1}$. Большой чувствительностью к проникающим излучениям обладают полимеры и компаунды (хотя в [4] было показано, что облучение нейтронами на реакторе БИГР флюенсом 10^{15} нейтр/см² еще не приводит к изменению динамической прочности стеклоэпоксида).

В настоящей работе представлены краткий обзор методов испытания конструкционных материалов при одноосном динамическом растяжении и сжатии и полученные экспериментальные результаты для ряда конструкционных материалов (сталей, цветных металлов, пластмасс и сварных и клеевых соединений). Описанная в работе методика применялась в исследованиях поведения ряда материалов непосредственно при облучении во взрывных экспериментах на импульсном реакторе БИГР [3,4]. В работе достаточно подробно описан весь процесс получения экспериментальных данных. Приводимые результаты характе-

ризуют изменения прочности различных типов материалов при динамических нагрузках.

Методы динамических испытаний материалов при одноосном растяжении и сжатии

Классификация методов по скоростям деформации. Метод испытаний — это способ нагружения и регистрации, форма и размеры образца, выбранные с учетом ожидаемых скоростей деформации. Возможность выделения определяющих факторов поведения материалов при различных временах нагружения позволила Линдхолму [4] провести классификацию методов испытаний при одноосном напряженном состоянии. Им показано, что для большинства металлов эффекты, связанные с изменением скорости деформации, становятся заметными при $\dot{\epsilon} = 10^{-1} + 10^2 \text{ с}^{-1}$, а при высокоскоростных испытаниях ($\dot{\epsilon} = 10^2 + 10^4 \text{ с}^{-1}$) особенно важен учет инерции и волновых процессов. При ударно-волновом нагружении ($\dot{\epsilon} = 10^4 + 10^6 \text{ с}^{-1}$) происходит постепенный переход от одноосного напряженного состояния к одноосному деформированному состоянию. Скорость деформации $\dot{\epsilon}$ при этом определяется градиентом массовой скорости и достигает, например, в области разрушения при отколе $10^5 - 10^6 \text{ с}^{-1}$ ($t = 10^{-7} + 10^{-6} \text{ с}$).

Для обеспечения единства испытаний во всем временном интервале необходимо сохранить постоянным заданный параметр или закон испытаний [5-9]. На стандартных испытательных машинах таким параметром является скорость деформации, поэтому для сопоставимости такой же режим $\dot{\epsilon} = \text{const}$ целесообразно обеспечивать и при скоростных испытаниях.

Дадим краткую характеристику способов нагружения и регистрации при высокоскоростных испытаниях и приведем критерии выбора размеров образца.

Способы формирования импульсных нагрузок и средства регистрации усилий и деформаций.

Основными требованиями при разработке нагружающих устройств являются обеспечение возможности проведения испытаний в широком диапазоне скоростей деформации $\dot{\epsilon}$ и обеспечение постоянства скорости деформации в процессе отдельного испытания. Стандартные испытательные устройства позволяют проводить, как правило, испытания механических свойств материалов при скоростях деформации не выше 10^4 с^{-1} . Для исследования динамических характеристик материа-

лов разработаны и продолжают разрабатываться и совершенствоваться разнообразие установки и оборудование. Высокоскоростные нагружающие устройства должны быть достаточно мощными, конструктивно несложными и позволяющими испытывать широкий круг материалов от малопрочных (например, пенополистирол) до высокопрочных (легированные стали).

В зависимости от вида используемой энергии средства нагружения для квазистатических и высокоскоростных испытаний можно условно разделить на механические, пневмогидравлические, электродинамические и взрывные. К механическим средствам нагружения относятся вертикальные и горизонтальные копры, в том числе с использованием упругих элементов для ускорения груза, а также маятниковые и ротационные копры. Эти традиционные средства нагружения применяются для динамических испытаний образцов при скоростях деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-1} + 10^2 \text{ с}^{-1}$ [6, 7, 10]. Пневмогидравлические устройства [8, 11, 12] основаны на использовании энергии, передаваемой жидкостью или сжатым газом, и позволяют проводить испытания в широком диапазоне скоростей деформации (до 10^4 с^{-1}).

Основными недостатками перечисленных способов нагружения являются их сложность и громоздкость. В электродинамических установках для динамических испытаний используется принцип выделения значительной энергии в течение малого промежутка времени [7, 13, 14], поэтому для таких установок требуются специальные накопители энергии (конденсаторы, батареи и т.п.). Нагружающие устройства такого типа не находят широкого применения главным образом из-за трудности регистрации в условиях значительных электромагнитных помех.

Использование энергии взрывчатых веществ (ВВ) и порохов для динамических испытаний материалов дает ряд преимуществ по сравнению с отмеченными выше способами нагружения. Применение ВВ для испытания образцов позволяет получать практически любые мощности и проводить испытания с помощью мобильных малогабаритных устройств как в полигонных, так и в лабораторных условиях (в герметичных камерах) [3-5, 7, 9, 15, 16].

В 1973 г. авторы разработали малогабаритное взрывное устройство для динамических испытаний материалов на растяжение и сжатие в условиях одноосного напряженного состояния при скоростях деформации $\dot{\epsilon} = 10^1 + 10^4 \text{ с}^{-1}$ [16],

в котором основой является метод составного стержня Гопкинсона (ССТ), предложенный Кольским [17]. Формирование импульсной нагрузки примерно П-образной формы осуществляется с помощью взрывной демпфирующей системы, состоящей из слоя ВВ, ударника и демпфера из пенополистирола или металлических перфокрепелов [16].

При проведении испытаний динамическими методами измерение усилий осуществляют либо непосредственно датчиками давления (манганиновые, пьезоэлектрические, диэлектрические и др.), либо с помощью силоизмерительных элементов (стержень, трубчатый волновод и т.п.). Наиболее простым и распространенным конструктивным решением силоизмерителя (динамометра) являются стержневой и трубчатый волноводы, в которых измерение упругих сил осуществляется тензорезисторами. Конструктивные особенности динамометров, способы наклейки и измерительные схемы включения тензодатчиков подробно рассмотрены в [18]. Конструкции динамометров с пьезодатчиками для непосредственной регистрации давлений и их применение при ударно-волновом нагружении рассмотрены в работах [7,19]. Для измерения давлений при ударно-волновом нагружении материалов со скоростями деформации $\dot{\epsilon} = 10^5 - 10^6 \text{ с}^{-1}$ применяются манганиновые датчики [20]. Диэлектрические датчики давления [21] широкого распространения не имеют.

Для регистрации деформаций (перемещений) при динамических испытаниях наибольшее применение нашли тензорезисторы и емкостные датчики. Тензорезисторы (фольговые и полупроводниковые) обладают малой инерционностью, высокой частотой собственных колебаний (50 кГц) и достаточно высокой чувствительностью (измерения проводятся, как правило, без промежуточных усилителей).

Большинство тензорезисторов имеют ограничение по величине измеряемой деформации (~1%), но уже применяются тензорезисторы с пределом измерений 7-10% и более (например, [22]).

В последнее время внедряются пленочные тензорезисторы, в которых помимо металлических используют полупроводниковые материалы, обладающие высоким коэффициентом тензочувствительности.

Емкостные датчики просты по конструкции, практически безынерционны и применяются как для определения параметров упругоэластичес-

ких волн [23] при ударно-волновом нагружении, так и для регистрации перемещения подвижного захвата образца при квазистатических методах испытаний [24].

Критерии выбора образцов для динамических испытаний. Известно, что одним из основных условий получения достоверных результатов квазистатических и высокоскоростных испытаний является обеспечение однородного напряженного состояния в объеме рабочей части образца. Это условие обеспечивается уменьшением объема в основном за счет сокращения длины рабочей части образца [25,26]. При испытаниях на растяжение определение прочностных и деформационных характеристик материалов затруднено возможностью интенсивного деформирования и даже разрушения материала в первой волне нагрузки, т.е. до выравнивания напряженного состояния за счет интерференции волн. При линейном нарастании скорости нагружаемого конца образца равномерное напряженное состояние возникает за время двойного пробега $t = 2l/\alpha$ (l - длина образца, α - скорость распространения упругой волны) волны по длине рабочей части образца. При постоянной скорости нагружения однородность напряженного состояния сохраняется до начала образования шейки, если к моменту выравнивания напряжений в образце они не превышают предела текучести σ_T . Исходя из этого условия рекомендуется производить выбор размеров образца для испытаний на растяжение по формулам [25, 26]

$$l_p \leq \frac{\sigma_T}{\rho \alpha \dot{\epsilon}} ; \quad d_p \leq 1,5 \frac{\sigma_T}{\rho \alpha \dot{\epsilon}} \quad (1)$$

где l_p, d_p - характеристики образца (длина и диаметр рабочей части); σ_T, ϵ - характеристики материала образца (предел текучести, модуль упругости). Постоянная скорость v , сообщаемая захвату образца, определяет примерно постоянную скорость деформации $\dot{\epsilon}$, что снижает влияние на регистрируемое усилие растяжения ускорений в продольном и радиальном направлениях. При низких скоростях деформации (до $10^1 - 10^2 \text{ с}^{-1}$) изменение длины рабочей части образца не влияет на характеристики прочности [27].

При проведении динамических испытаний на сжатие методом ССТ широко применяется критерий Девиса-Хантера [26], согласно которому отношение длины образца к радиусу должно быть порядка единицы, чтобы можно было пренебречь

радиальными эффектами трения. В работе [28] также показано, что радиальные и осевые эффекты могут быть точно скомпенсированы, если размеры образца выбирать равными

$$l/d = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \mu, \quad (2)$$

где μ — коэффициент Пуассона. Исследования влияния трения на торцах образцов с отношением l/d , равным от 0,021 до 1,633 ($\alpha = 9,52$ мм), проведенные в работе [29], показали, что повторяемость результатов может быть получена лишь на образцах с отношением l/d больше 0,35, что согласуется с критерием Девиса-Хантера.

Для испытаний на сжатие размеры образцов авторами выбирались в соответствии с критерием Девиса-Хантера. Для испытаний на растяжение были выбраны образцы — "колпачки" (без резьбовых соединений) с продольными вырезами [30]. Рабочая часть образцов представляла собой четыре равных плеча (бруска), каждый с отношением длины к ширине приблизительно 2 к 1. Изучение влияния геометрических размеров образца "колпачок" на результаты испытаний (диаграммы σ - ϵ), проведенное в [30] на образцах из меди, показало, что до деформации $\epsilon = 30\%$ геометрические размеры образца оказывают на них незначительное влияние.

Взрывное экспериментальное устройство для получения динамических диаграмм

σ - ϵ

Метод ССГ для получения динамических диаграмм σ - ϵ конструкционных материалов впервые введен Кольским в 1949 г. [17]. Впоследствии модификации первоначальной методики Кольского были описаны Девисом и Хантером [26], Линдхольмом и Уэкли [30], Даффи, Хауди, Францем [31], Льюисом и Гольдсмитом [32]. В настоящее время во многих лабораториях мира используют основной (базовый) метод ССГ с некоторыми вариациями в способах нагружения и измерения. В нашей стране этот метод при взрывном нагружении впервые был применен авторами [16]. В дальнейшем он стал применяться в исследованиях и некоторыми другими авторами в нашей стране [7, 33].

Сущность метода заключается в том, что образец из исследуемого материала в форме короткого цилиндра ($l_p = d_p$), помещенный между торцами двух мерных стержней (передающим и опорным), подвергается воздействию волны напряжения, генерируемой в передающем стержне ударом или

взрывом. Мерные стержни изготавливаются из материала, предел текучести которого значительно превышает предел текучести образца. Генерируемая в передающем стержне упругая волна напряжения σ_s частично отражается от границы стержень-образец (σ_R), а частично проходит через образец в опорный стержень (σ_r). В процессе нагружения относительно малопрочный образец, как правило, претерпевает упругопластическую деформацию, в то время как передающий и опорный стержни деформируются лишь упруго. Измеряя в процессе эксперимента величины напряжений σ_s , σ_R , σ_r во времени, затем с помощью соотношений из простой одномерной теории распространения упругих волн определяют усилия на обоих торцах образца и скорости перемещения торцев образца, а по ним находят средние значения напряжения и деформации образца и строят динамическую диаграмму σ - ϵ .

Основными преимуществами метода ССГ по сравнению с другими динамическими методами испытаний являются простота интерпретации опытных данных, высокая точность определения упругих деформаций (напряжений) стержней, по которым ведется расчет напряжения и деформации образца, в том числе в области значительных пластических деформаций (десятки процентов), корректное экспериментальное и теоретическое обоснование явлений, происходящих в экспериментальном устройстве.

При динамических испытаниях методом ССГ нагружение образца производят импульсным давлением, близким по форме к прямоугольному. Способы формирования импульсных нагрузок подобной формы при испытании методом ССГ можно разделить на ударные, взрывные и с использованием электроэнергии. При ударном способе нагружения в качестве ударника применяют тела вращения цилиндрической формы, позволяющие нагружать торец передающего стержня равномерно распределенным давлением.

При нагружении цилиндрами зависимость амплитуды входного импульсного давления σ_s от величины массы m и скорости v_0 метаемого тела может быть получена из соотношения [34]

$$\sigma_s = \frac{v_0 \cdot E}{\alpha} \cdot l \frac{m \cdot \alpha t}{mL},$$

где m, L — масса и длина стержня-передатчика соответственно; E — модуль упругости материала стержня; α — скорость распространения упругих волн в стержне.

Величину давления σ_0 , генерируемого прямоугольного импульса можно определить по формуле, предложенной в [35]

$$\sigma_0 = \frac{\rho_1 \cdot a_1}{\nu + 1} \cdot \frac{F_1}{F_2} \cdot v_1,$$

где ρ_1 - плотность материала разгоняемого цилиндра; a_1 - скорость распространения упругих волн в разгоняемом цилиндре; F_1, F_2 - площади поперечного сечения разгоняемого цилиндра и стержня-передатчика соответственно; v_1 - скорость разгоняемого цилиндра; $\nu = c_1/c_2$ - отношение ударных жесткостей цилиндра и стержня-передатчика.

Длительность t_k создаваемого импульса давления определяется длиной разгоняемого цилиндра и равна $2\ell_1/a_1$. Форма генерируемых давлений в зависимости от соотношения ударных жесткостей представлена на рис 1а,б.

Различные способы создания импульсов давления для нагружения образцов по методике ССТ подробно рассмотрены в работе [36].

Авторами применен способ формирования нагрузочных давлений трапецеидальной формы для проведения динамических испытаний методом ССТ с помощью энергии бризантных ВВ и демпфирующих

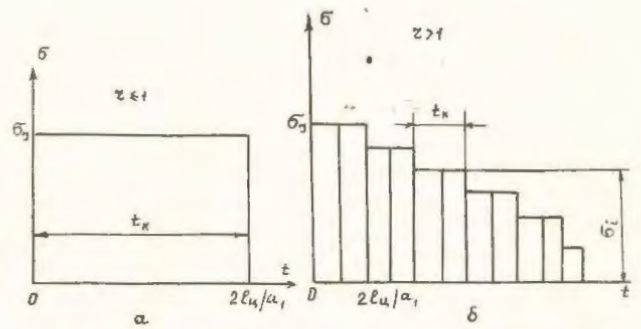


Рис.1. Форма генерируемых нагрузочных импульсов давления в зависимости от соотношения ударных жесткостей разгоняемого цилиндра и стержня-передатчика

элементов. Схема взрывного экспериментального устройства для проведения высокоскоростных испытаний конструкционных материалов представлена на рис.2. Устройство состоит из взрывной нагружающей системы, составного стержня Гопкинсона с образцом и измерительной аппаратуры. Взрывная демпфирующая нагрузка создается устройством, включающим слой ВВ, металлический ударник и демпфер. В качестве демпфирующих материалов авторами применены пенополистирол гвз-

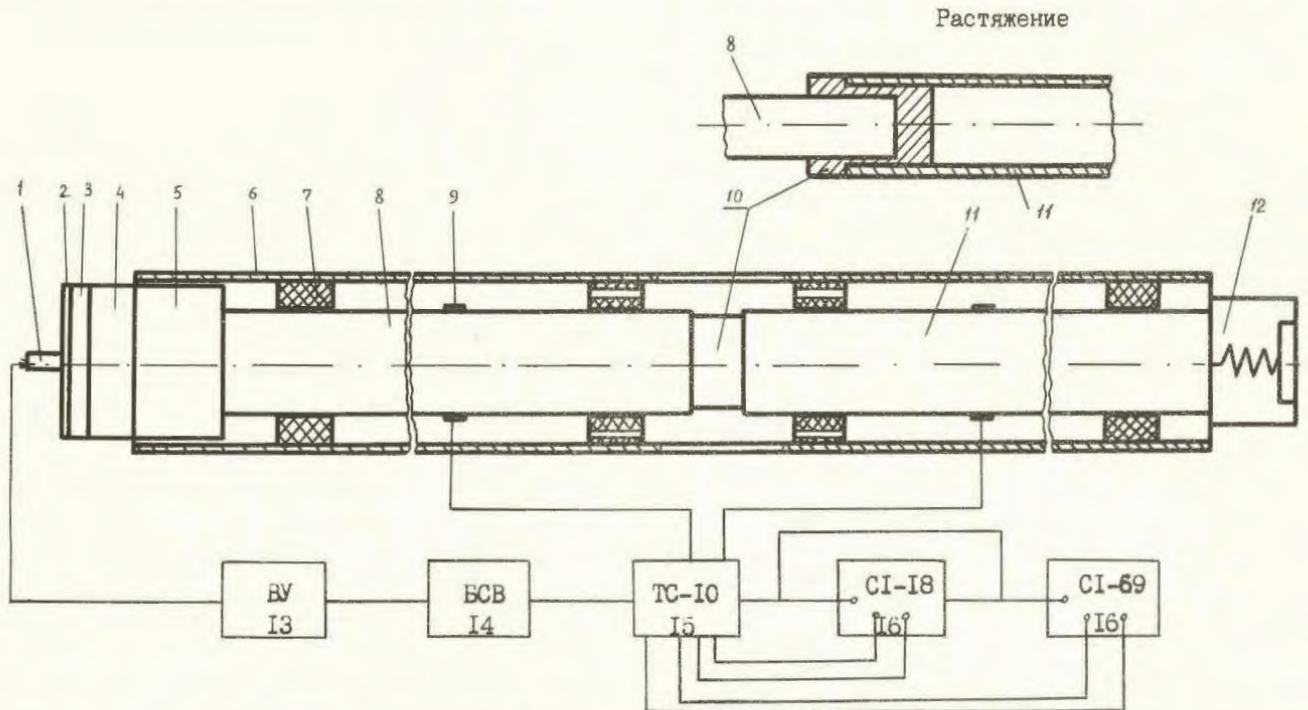


Рис. 2. Схема взрывного экспериментального устройства для высокоскоростных испытаний материалов. I - ЭД; 2 - ВВ; 3 - ударник; 4 - демпфер; 5 - расширенная головка стержня-передатчика; 6 - установочная труба; 7 - втулки скольжения; 8 - стержень-передатчик; 9 - тензодатчики; 10 - образец; 11 - опорный марный стержень; 12 - упор; 13 - высоковольтная установка; 14 - блок синхронизации времени; 15 - тензостанция; 16 - осциллографы

личной плотности и перфорированные крешеры из алюминиевого сплава (АМц). Характерной особенностью данных демпферов является способность передавать практически постоянные усилия при разнообразных по форме и амплитуде внешних ударных воздействиях. Данное свойство демпферов и возможность широкого варьирования импульсных нагрузок по амплитуде и длительности были использованы при создании взрывного способа формирования трапециевидальных импульсов.

Характерный вид зависимости деформации от напряжения при сжатии пенополистирола показан на рис.3. Аналогичный вид зависимости $\sigma - \epsilon$ для пенополистирола сохраняется и при динамическом сжатии [37-39]. За величину предела

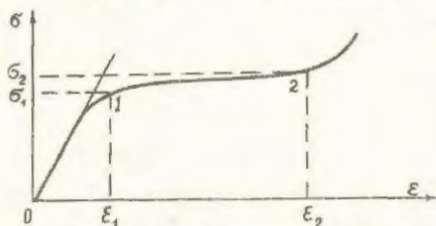


Рис.3. Характерный вид зависимости пенополистирола при сжатии

прочности пенополистирола принимается ордината точки I (σ_1), соответствующая началу пластического течения, или условно напряжение σ_5 (при деформации $\epsilon = 5\%$). При дальнейшем сжатии диаграмма $\sigma - \epsilon$ имеет участок незначительного возрастания напряжения (для плотностей 100-400 кг/м³ возрастание напряжения практически отсутствует) до величины σ_2 , соответствующей началу резкого возрастания напряжения при пересечении. Деформация ϵ_2 характеризует предельную величину сжатия пенополистирола при постоянном напряжении. Зная зависимости напряжения течения σ_1 (предела прочности) и предельной деформации ϵ_2 от плотности, можно с помощью взрывной системы, состоящей из слоя ВВ, металлического ударника и пенодемпера создавать в передающем стержне давления заданной амплитуды и длительности. Расчет величин удельного импульса ВВ, удельной массы ударника, плотности и размеров пенодемпера при заданных параметрах импульсного давления приведен в работе [38].

Для варьирования нагрузочных импульсных давлений в широком диапазоне (5 - 1000 МПа) (это позволяет исследовать материалы, сильно различающиеся по прочности) использовались пенодемперы с различной удельной прочностью

и стержни-передатчики с расширенным торцем (головкой). Эксперименты показали, что превышение площади нагружаемого торца до 15 раз по сравнению с площадью поперечного сечения стержня-передатчика не приводит к существенному искажению формы нагрузочного импульса (возрастает лишь длительность фронта).

Широкому использованию пенодемперов во взрывных системах нагружения препятствуют недостаточная стабильность прочностных характеристик промышленного пенополистирола, влияющая на воспроизводимость результатов испытаний, и сравнительно низкая его прочность, ограничивающая уровень создаваемых нагрузок. Поэтому наиболее перспективными для взрывных систем нагружения являются перфорированные крешеры из пластичных металлов (алюминиевые сплавы, малоуглеродистые стали и др.), позволяющие получать трапециевидальные импульсы давления.

Площадь поперечного сечения (площадь сопротивления удару) F_e перфорированного крешера определяют из выражения

$$F_e = F - nF_0 = F \left[1 - 0,91 \cdot \left(\frac{d}{\ell} \right)^2 \right],$$

где F - площадь поперечного сечения крешера без учета ячеек; F_0 - площадь поперечного сечения ячейки диаметром d ; n - количество ячеек ($n = F/2F_0$, где $F_0 = \frac{\ell^2 \sqrt{3}}{4}$ - площадь равнобедренного треугольника со стороной ℓ). По известной площади сопротивления удару F_e и пределу прочности σ_e материала крешера определяют усилие P , передаваемое через стержень-передатчик на образец. Критерием устойчивости крешера при динамическом осевом сжатии служит соотношение $H/D \leq 1$, где H, D - высота и диаметр крешера соответственно. Устройство металлического перфорированного крешера ($n=7$) показано на рис.4.

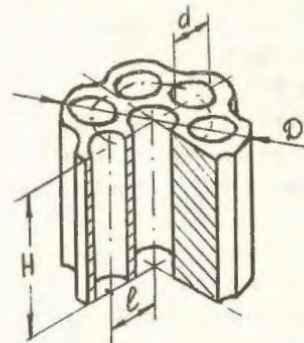


Рис.4. Устройство металлического перфорированного крешера ($n=7$)

29 Применение перфорированных крешеров из АМц в качестве демпферов позволило увеличить ампл-

литуду импульсной нагрузки в пределах упругости мерных стержней (до ~1 Па) и уменьшить фронт нарастания до 10–20 мкс вместо 30–50 мкс (для пенедемфера).

При проведении испытаний наиболее широкое применение получили мерные стержни из титана BT-14 или закаленной стали 30X1CA диаметром 13,6 и 20 мм и длиной 500 и 1000 мм. Свободное скольжение и осесимметричность стержней обеспечивались втулками из фторопласта, закрепленными на жесткой основе. Акустический контакт между торцами образца и стержней, а также уменьшение влияния радиального трения обеспечивались графитовой смазкой (50% графита + 50% вазелина) торцов перед нагружением. Образец перед испытанием поджимался между торцами стержней небольшим и примерно постоянным усилием.

Тензорезисторы для измерения упругих деформаций ϵ_y и ϵ_x в падающей (нагрузочной) и проходящей волнах напряжения располагались на стержнях ($L \leq 500$ мм) на расстоянии (5–10) d от торцов со стороны нагружения. В случае применения стержней длиной более 500 мм тензорезисторы располагались в местах, равноудаленных от торцов, что делает возможным непосредственную регистрацию на экране осциллографа диаграмм σ - ϵ .

Измерение упругих деформаций производилось малобазными (3 и 5 мм) фольговыми или полупроводниковыми тензорезисторами. Для компенсации изгибающих моментов и получения большей величины полезного сигнала в рабочих сечениях наклеивались по 2–3 равномерно расположенных по окружности последовательно соединенных тензорезистора. Кроме основного в указанных сечениях наклеивались дублирующие тензодатчики. Фольговые тензодатчики наклеивались клеями горячего отверждения типа ВЛ-931, полупроводниковые – циакрином ЭО.

Питание измерительных тензорезисторов осуществлялось по потенциометрической схеме от стабилизированного источника или сухих батарей. Потенциометрическая схема измерения динамической составляющей деформации состояла из источника постоянного напряжения U и последовательно соединенных резистора R_F и тензорезистора R_g . Если сопротивление нагрузки (входное сопротивление осциллографа) $R_n \gg R_g$, то при изменении сопротивления тензорезистора на величину ΔR_g (вследствие его деформации) на

выходе появляется сигнал (пропорциональный ΔR_g)

$$\Delta U = U \cdot R_g \cdot \Delta R_g / (R_g + R_F)^2. \quad (3)$$

Для измерения динамических деформаций в опытах применялась 10-канальная тензостанция ТС-10. В качестве регистраторов были использованы электронные двухлучевые осциллографы типа С1-18 и запоминающие осциллографы типа С1-69. Калибровка измерительного канала проводилась путем параллельного подключения к тензодатчикам масштабного сопротивления R_m , что приводило к изменению сопротивления в цепи на величину ΔR_g , эквивалентную ожидаемой деформации $\epsilon = \Delta R_g / \kappa \cdot R_g$ (κ – коэффициент тензочувствительности), и на экране осциллографа записывался импульс, амплитуда которого определяла масштаб деформации. Если передающий и опорный стержни изготовлены из одного материала и имеют одинаковые площади поперечного сечения, то на основе одномерной теории распространения упругих волн легко выводятся относительно простые соотношения для напряжений σ_s , деформаций ϵ_s и скоростей деформаций $\dot{\epsilon}_s$ в испытываемом образце [30]

$$\sigma_s = \frac{P_1 + P_2}{2F_s} = \frac{E F}{2L_s} (\epsilon_y + \epsilon_R + \epsilon_T) \approx E \cdot \epsilon_T \frac{F}{F_s}; \quad (4)$$

$$\epsilon_s = \frac{u_1 - u_2}{L_0} = \frac{\alpha}{L_0} \int_0^t (\epsilon_y - \epsilon_R - \epsilon_T) dt \approx \frac{2\alpha}{L_0} \int_0^t (\epsilon_y - \epsilon_T) dt; \quad (5)$$

$$\dot{\epsilon}_s = \frac{v_1 - v_2}{L_0} = \frac{\alpha}{L_0} (\epsilon_y - \epsilon_R - \epsilon_T) \approx \frac{2\alpha}{L_0} (\epsilon_y - \epsilon_T), \quad (6)$$

где E – модуль упругости материала стержней; u_1, u_2 – смещение торцов образца; v_1, v_2 – скорость смещения торцов образца; L_0 – длина образца; F_s, F – площадь поперечного сечения образца и стержня; α – скорость распространения упругих волн в стержнях; $\epsilon_y, \epsilon_R, \epsilon_T$ – деформации в падающей, отраженной и проходящей волнах напряжения. Приближения в правой части уравнений основаны на примерном равенстве сил на торцах образца, т.е. $P_1 \approx P_2$ или

$$\epsilon_y + \epsilon_R \approx \epsilon_T. \quad (7)$$

Это приближение каждый раз может быть проверено экспериментально путем прямого суммирования указанных импульсов.

Отправными зависимостями при испытаниях методом ССТ являются $\sigma_s(t)$ и $\epsilon_s(t)$. После определения зависимостей $\dot{\sigma}_s(t)$ и $\dot{\epsilon}_s(t)$ и исключения параметра времени t производится построение динамических кривых σ - ϵ для исследуемого материала.

Для испытаний на растяжение данным методом

применялся образец "колпачок", предложенный Линдхольмом [30]. Как и в варианте испытаний на сжатие, использовались два стержня, причем один из них (передающий) был сплошным, другой (опорный) — трубчатым (см. рис. 2). Цилиндрическая часть образца длиной l_0 (10–15 мм) и толщиной h (1–1,5 мм) имела продольные вырезы.

Размеры и форма образца таковы, что, если передающий и опорный стержни имеют одинаковые площади поперечного сечения, то равенства (4)–(6) остаются применимыми и при расчетах испытаний на растяжение. Поэтому измерительные и расчетные схемы сохранились неизменными как при испытаниях на сжатие, так и на растяжение.

В работах [5, 30, 40] показано, что с соответствующими поправками метод ССГ может использоваться с высокой степенью надежности в экспериментах с повышенными температурами образца.

Результатом каждого отдельного испытания методом ССГ являются записи на пленке деформаций ε_x , ε_r , ε_t (или двух из них) и калибровочных импульсов по амплитуде и по времени. При обсчете результатов эксперимента проводится оцифровка графической информации с рабочих осциллограмм с помощью полуавтоматического устройства и результаты вводятся в память ЭВМ в виде таблиц $A_1(t)$ и $A_2(t)$, т.е. амплитуд рабочих сигналов.

Для проведения дальнейших вычислений по формулам (4)–(6) необходим для всех функций одинаковый постоянный шаг по времени, что достигалось путем интерполирования. Интерполирование осуществлялось по методу кубических сплайнов. В программу обсчета включена статистическая обработка экспериментальных результатов, определение доверительных интервалов $\Delta\sigma$ и $\Delta\varepsilon$ для всего интервала значений напряжения $\sigma_x(t)$ и деформации $\varepsilon_x(t)$ при коэффициенте надежности $\alpha = 0,95$.

Границы применимости метода ССГ для получения динамических диаграмм σ - ε конструкционных материалов, достоверность полученных результатов в зависимости от различных факторов (технологических, конструктивных и т.д.) выявлены и обоснованы теоретически и экспериментально многими исследователями. Приведем кратко результаты анализа метода с точки зрения правомочности используемых в нем некоторых допущений и методических приемов.

Допущение о равенстве мгновенных значений напряжения во всех сечениях образца, выраженное формулами (7), является необходимым условием применимости формул (4)–(6) для расчета σ_x и ε_x в образце. Очевидно, что это допущение тем правомочнее, чем меньше градиент напряжений по длине образца и чем меньше длина образца по сравнению с длиной нагрузочного импульса давления. Нагружение в большинстве работ по методу ССГ осуществляется близкими к прямоугольному импульсами давления, генерируемыми при ударе разгоняемого до больших скоростей цилиндра-ударника или с помощью энергии взрыва. Правомочность допущения равенства напряжений на торцах образца проверялась в ряде работ путем сравнения расчетных и экспериментальных кривых σ_x - ε_x [41–44].

В работе [45] авторами совместно с сотрудниками Института механики (г. Горький) проведено сопоставление численных экспериментов и экспериментов по методу ССГ для алюминиевого сплава. Численное исследование проведено с помощью методики и программы расчета распространения двумерных осесимметричных упругопластических волн [46]. По расчетным деформациям элементов мерных стержней, имитирующих датчики, методом ССГ определяли динамическую диаграмму для образца, которую сравнивали затем с заданной и с соответствующими диаграммами σ - ε , реализующимися в элементах образца в результате динамического сжатия. Анализ результатов показал хорошее совпадение фактической кривой σ - ε с рассчитанной по методу ССГ, кроме начального участка.

Проведенный анализ показал, что допущение об однородности напряженного состояния по длине образца до скоростей деформации $\leq 10^4$ с⁻¹ правомочно в экспериментах по методу ССГ при нагружении трапецеидальными импульсами давления.

При выводе формул (4)–(6) не учтены эффекты радиальной и осевой инерции, сопутствующие динамическому деформированию.

Выражение для радиальной инерционной поправки получил Кольский [17] в виде $\sigma_x - \sigma = 0,125 \cdot \mu^2 \cdot \rho \cdot d^2 \cdot \dot{\varepsilon}_x$, где σ — действительное одноосное напряжение, необходимое для деформирования бесконечно малого образца; μ — коэффициент Пуассона; $\dot{\varepsilon}_x$ — ускорение деформации; ρ — плотность образца. Показано, что поправка для напряжения на радиальное расширение не превышает нескольких процентов и её учет не-

обходим лишь на начальном участке кривой σ - ϵ , когда заметно изменяется скорость деформации $\dot{\epsilon}$. Девис и Хантер [26] получили выражение для осевой инерционной поправки

$$\sigma_s - \sigma = \rho \left(\frac{e^2}{\sigma} - \frac{\mu^2 \cdot d^2}{\rho} \right) \cdot \dot{\epsilon}_s$$

Первый член правой части уравнения определяет значение осевой, а второй - радиальной компонент инерции, влияние которых может быть точно скомпенсировано. Приравнявая нулю выражение в скобках, авторы [26] получили формулу (2) для определения оптимальных размеров образца, при которых влиянием осевой и радиальной инерции на кривые σ - ϵ можно пренебречь.

Результаты расчета инерционных поправок, предложенных разными авторами [47, 48] представлены на рис. 5. Приведенные зависимости говорят о том, что при скоростях деформации не выше 10^{-4} с⁻¹ инерционные составляющие напряжения в образце при выбранном соотношении (2) не превышают 5%.

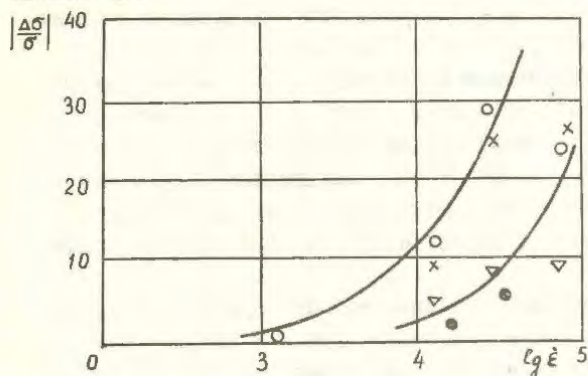


Рис. 5. Зависимость инерциальных поправок $|\frac{\Delta\sigma}{\sigma}|$ от скорости деформации $\dot{\epsilon}$: x - данные кольцевого [17]; o - Клепачко [47]; ∇ - Девиса, Хантера [26]; • - Саманта [48]

Проведенный в работах [17, 47-51] анализ влияния эффектов инерции и сил трения на результаты динамических испытаний методом ССГ показывает, что их влияние может быть незначительным, если размеры образцов выбирать на основе соотношения (2), а подбором смазки уменьшить трение на торцах образца.

Анализ влияния дисперсии, проведенный в [17, 52-57], при распространении волн напряжения в стержнях показал, что для уменьшения влияния дисперсии на точность измерения деформаций методом ССГ необходимо выполнять следующие требования:

- нагружение производить импульсами давления гладкой формы;

- длина волны нагрузки более чем в 10 раз должна превышать радиус стержня;

- измерение деформаций проводить на расстоянии не менее 10 диаметров от торцов стержня.

При оценке погрешности измерения амплитуды напряжения и деформации авторы исходили из того, что значения напряжения и деформации определяются косвенным методом, при котором преобразование деформации в электрический сигнал производится тензорезисторами. Необходимо отметить, что в большинстве своем измерения деформаций методом ССГ относятся к техническим, т.е. точность измерения механических характеристик определяется при надежности оценки, равной 0,95, и поэтому значения измеряемых величин σ_s и ϵ_s с достаточной степенью точности могут быть получены при числе испытаний $5 < n < 10$.

Суммарная относительная погрешность метода измерения амплитуды напряжения и деформации для случая однократного измерения по проведенной оценке не превышала $\pm 12\%$, суммарная относительная погрешность измерения временных интервалов не превышала $\pm 8\%$.

Прочность конструкционных материалов при динамических нагрузках

Алюминиевый сплав АМг6 и медь М1. Высокоскоростные испытания на одноосное растяжение и сжатие проведены на образцах (в состоянии поставки и отжига) из сплава АМг6 и меди М1 [16]. Размеры образцов 'колпачков' для испытаний на растяжение (см. рис. 2): длина рабочей части 10 и 15 мм, площадь поперечного сечения рабочей части 32 мм². Размеры цилиндрических образцов на сжатие: диаметр 10 мм, длина 5, 10 и 15 мм. Статические испытания образцов на растяжение (ГОСТ 1497-73) и на сжатие (диаметр 10 мм, длина 15 мм) проведены на машине УПИ-5.

Основные параметры импульсной нагрузки на образцы:

- амплитуда трапециoidalного импульса от 300 до 800 МПа;

- длительность импульсной нагрузки ~200 мкс.

Динамические диаграммы σ - ϵ для сплава АМг6 и меди М1 при сжатии и растяжении представлены на рис. 6. Для отожженной меди при растяжении кривые σ - ϵ построены до деформации, равной 12%. Разрушение образцов из меди происходило при деформации, равной ~60%. Деформационно-прочностные характеристики испытанных материалов сведены в табл. I.

Результаты проведенных испытаний показали, что отожженная медь практически не чувствительна к изменению скорости деформации в диапазоне от $0,002$ до $2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Имеющиеся в литературе данные по исследованиям прочности меди при скоростях деформации $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ имеют противоречивый характер [5]. При ударно-волновом нагружении ($\dot{\epsilon} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$) отожженная медь имеет коэффициент динамичности $2,9$ [56] и 4 [59]. По-видимому, чувствительность отожженной меди к скорости деформации становится заметной при скоростях деформации выше 10^3 с^{-1} .

Как видно из диаграмм $\sigma - \epsilon$, прочность твердой меди (состояние поставки) при увеличении скорости деформации возрастает. Так, например, при скорости деформации $0,9 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$

коэффициент динамичности $K_d (\sigma_{\dot{\epsilon}}^{ст} / \sigma_{\dot{\epsilon}}^{ст})$ равен $1,3$. Из динамических диаграмм $\sigma - \epsilon$ для сплава АМг6 следует, что кривые, полученные в диапазоне скоростей деформации от $0,8 \cdot 10^3$ до $1,9 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, превышают статическую кривую. Коэффициент динамичности при этом не превышал $1,15$. Пластичность сплава при динамических нагрузках практически не изменялась. При некоторой противоречивости экспериментальных данных для алюминиевых сплавов из [5] следует, что степень чувствительности к скорости деформации возрастает с уменьшением прочности или повышением чистоты сплава. Так, например, для сплавов 6061-0, 2024-0 ($\sigma_{0,2} = 120+250 \text{ МПа}$) и 7075-0 ($\sigma_{0,2} = 260+280 \text{ МПа}$) упрочнение в интервале скоростей $\dot{\epsilon} = 10^{-4} + 10^3 \text{ с}^{-1}$ не превышает 12% .

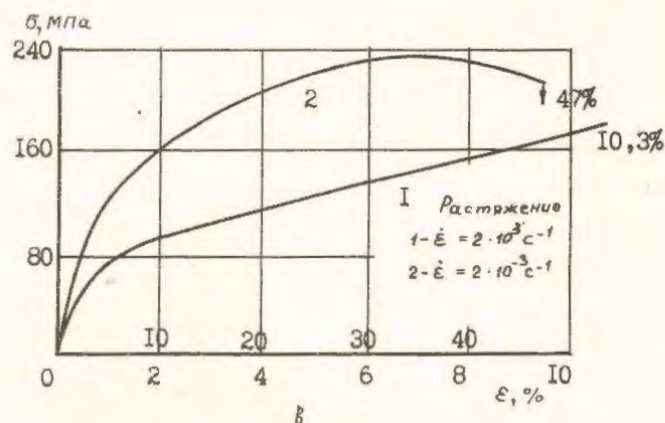
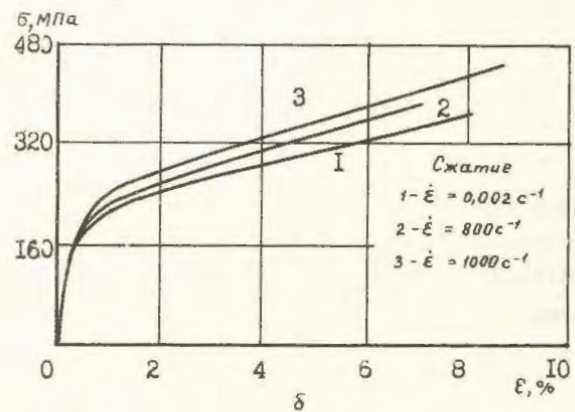
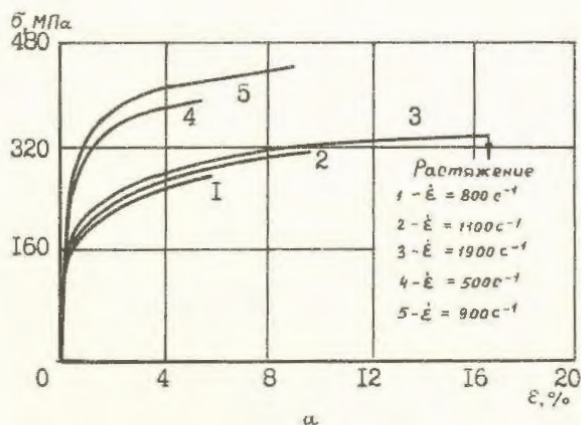


Рис. 6. Динамические диаграммы $\sigma - \epsilon$ для сплава АМг6 и меди М1 при сжатии и растяжении: а - 1, 2, 3 - сплав АМг6 (отжиг); 4, 5 - медь М1 (состояние поставки); б - сплав АМг6 (состояние поставки); в - медь М1 (отжиг)

Таблица I

Механические характеристики меди МI и сплава АМг6 при одноосном растяжении и сжатии

Материал образца	Вид испытания	Скорость деформации $\dot{\epsilon}$, с ⁻¹	Предел текучести $\sigma_{0,2}$, МПа	Предел прочности σ_b , МПа	Модуль упругости E , ГПа	Деформация разрушения δ , %	Коэффициент динамичности $K = \sigma_{0,2}^9 / \sigma_{0,2}^{CT}$
Медь МI (отожженная)	Растяжение	$2 \cdot 10^{-3}$	66	209	115	55,8	-
То же	"-	$2 \cdot 10^3$	66	-	115	60	I
Медь МI (состояние поставки)	Сжатие	$2 \cdot 10^{-3}$	290	-	114	-	-
То же	"-	$0,5 \cdot 10^3$	330	-	115	-	I,15
"-	"-	$0,9 \cdot 10^3$	380	-	115	-	I,3
Сплав АМг6 (отожженный)	Растяжение	$2 \cdot 10^{-3}$	190	360	70,6	16,3	-
То же	"-	$0,8 \cdot 10^3$	190	-	71	-	I,05
"-	"-	$1,1 \cdot 10^3$	200	330	71	16	I,1
"-	"-	$1,9 \cdot 10^3$	220	340	71	16,5	I,2
Сплав АМг6 (состояние поставки)	Сжатие	$2 \cdot 10^{-3}$	205	-	70	-	-
То же	"-	$2,7 \cdot 10^2$	205	-	71	-	-
"-	"-	$2 \cdot 10^3$	230	-	71	-	I,1

Высокопрочный немагнитный сплав 36НХТЮ. Сплав 36НХТЮ обладает высокими прочностными характеристиками и высокой коррозионной стойкостью. С целью обеспечения оптимальных прочностных свойств и облегчения обрабатываемости продолжается изучение механических характеристик сплава после воздействия различных режимов термообработки и изменений в составе микролегирующих добавок. Ниже приводятся результаты исследования динамической прочности промышленного и опытного (ТУ-3590-9-82) сплавов в условиях одноосного растяжения.

Образцы промышленной и опытной (микродобавка 0,075% серы) стали были подвергнуты трем различным режимам термообработки:

- закалка при 950°C + старение при 700°C в течение 4 ч ($HRC = 40$);
- нормализация от 950°C ($HRC = 25+30$);

- закалка от 950°C в воду (режим минимального упрочнения).

Параметры импульсной нагрузки и размеры образцов-копачков:

- амплитуда П-образной нагрузки 500 МПа;
- длительность импульсной нагрузки 160 мкс
- длина рабочей части образца 10 мм;
- площадь поперечного сечения рабочей части образца 21 мм².

Типичные осциллограммы упругих деформаций в падающей (ϵ_y) и проходящей (ϵ_x) волнах напряжения при испытании промышленного и опытного сплавов для всех трех режимов термообработки представлены на рис.7. Образцы, как правило, при испытании разрушались под углом ~45° к направлению действия нагрузки (а,б - закаленные образцы; в,г - нормализованные; д,е - минимально упрочненные).

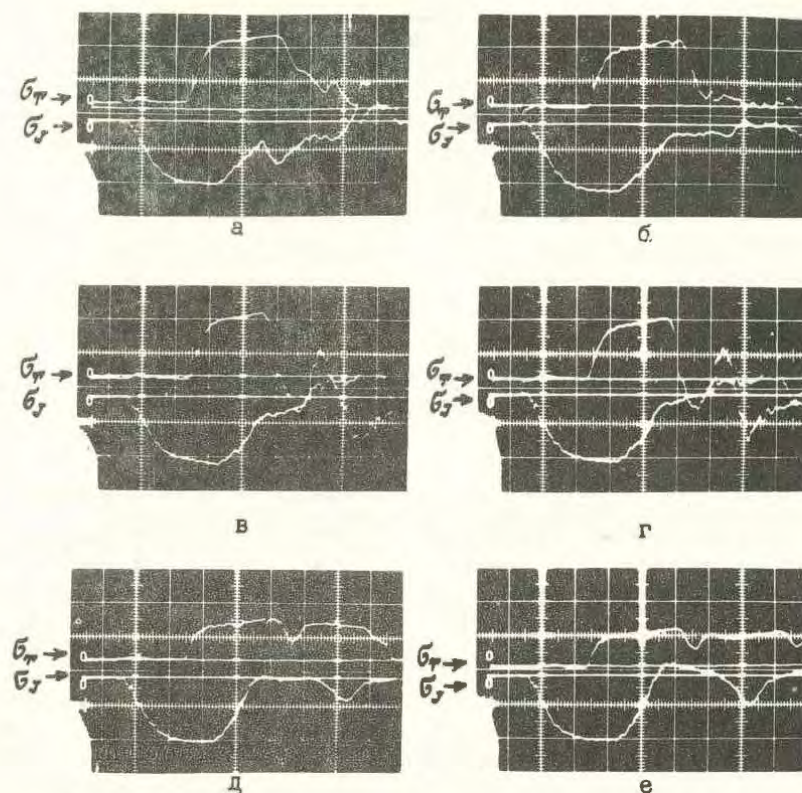


Рис.7. Типичные осциллограммы упругих деформаций ϵ_s, ϵ_t , при растяжении образцов из промышленного (а, в, д) и опытного (б, г, е) сплава 36НХТЮ. $M_{\sigma_s} = 142 \text{ МПа/см}$, $M_{\sigma_t} = 235 \text{ МПа/см}$, $M_t = 50 \text{ мкс/см}$

Т а б л и ц а 2

Динамические деформационно-прочностные характеристики сплава 36НХТЮ

Маркировка сплава	Технология изготовления	Термообработка	Скорость деформации $\dot{\epsilon}$, с^{-1}	Прочностные и деформационные характеристики			
				$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_s , МПа	ϵ^* , Па	δ , %
ПУ	Промышленная выплавка ГОСТ 10994-74	Закалка 950°C + старение 700°C 4 ч.	620-750	1180	1420	22	8,5
СУ	Опытная выплавка добавка серы 0,075% ТУ-14-3590-9-82	То же	650-900	1100	1380	23	10
Ш	Промышленная выплавка ГОСТ 10994-74	Нормализация от 950°C	1100-1300	1000	1250	22	13
СП	Опытная выплавка добавка серы 0,075% ТУ-14-3590-9-82	То же	680-1080	960	1200	20	15

Маркировка сплава	Технология изготовления	Термообработка	Скорость деформации $\dot{\epsilon}$, с ⁻¹	Прочностные и деформационные характеристики			
				$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_f , МПа	F_f , МПа	δ , %
II	Промышленная выплавка ГОСТ 10994-74	Закалка 950°C в воду (режим минимального упрочнения)	1100-1300	580	800	13	17
C	Опытная выплавка добавка серы 0,075% ТУ-14-3590-9-82	То же	1200-1500	540	760	13	20

E^* - динамический модуль упрочнения. Динамический модуль упругости E в пределах погрешности эксперимента равен статическому (220 ГПа).

Динамические кривые σ - ϵ , построенные по результатам испытаний 8-10 образцов при постоянных скоростях деформации (в диапазоне 600-1500 с⁻¹), приведены на рис.8. Для напряжений и деформаций определены доверительные интервалы $\Delta\sigma$ и $\Delta\epsilon$ при коэффициенте надежности 0,95. Величина доверительного интервала для напряжения возрастает с увеличением степени деформации, но максимальная величина его не превышает 7% от σ_c . Величина $\Delta\epsilon$ также возрастает в процессе деформации, и к моменту разрушения образца её максимальная величина не превышает 10% от ϵ_c .

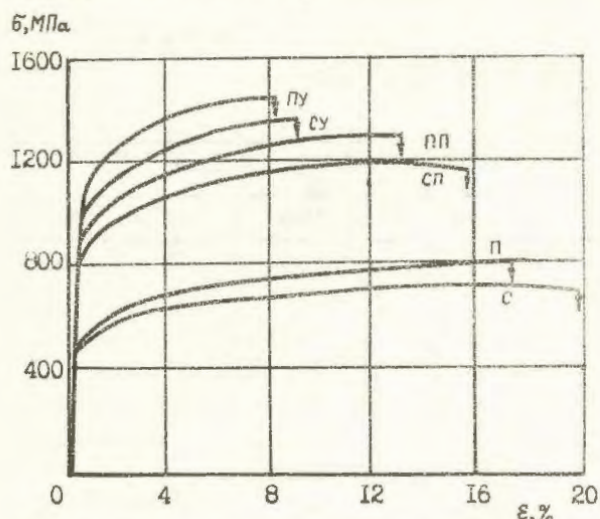


Рис.8. Динамические диаграммы σ - ϵ растяжения образцов промышленного (II, III, II) и опытного (C, CII, C) сплава 36НХ1Ю

Из кривых σ - ϵ следует, что пластическое течение опытного сплава независимо от режима

термообработки происходит при напряжениях на 10-15% ниже, чем для промышленного. Рост пластичности опытного сплава заметен также по увеличению на ~20% остаточного удлинения образцов после испытания. Динамические деформационно-прочностные характеристики промышленного и опытного сплавов, определенные по экспериментальным кривым σ - ϵ , представлены в табл.2.

Из результатов проведенных испытаний следует, что микродобавка серы (0,075%) в промышленную сталь 36НХ1Ю, независимо от режима термообработки, способствует росту пластичности при незначительном снижении прочности и тем самым, улучшению технологической обрабатываемости. Необходимо также отметить заметное влияние высоких скоростей деформации на механические свойства сплава. Так, например, для закаленного промышленного сплава при $\dot{\epsilon} = 690$ с⁻¹ коэффициент динамичности $K_d (\sigma_{0,2}^d / \sigma_{0,2}^{ст})$ равен 1,25. На предел прочности повышенные скорости деформации (600-1500 с⁻¹) практически не оказывают влияния.

Материалы порошковой металлургии СРХ18Н9Т и СР36КНМ. Материалы порошковой металлургии обладают однородной структурой, высокой твердостью и прочностью, хорошо переносят воздействия циклических колебаний температуры, напряжения, ядерного облучения. Изделия порошковой металлургии находят применение в различных отраслях промышленности и техники, в том числе в условиях воздействия динамических нагрузок.

Испытания образцов из спеченных материалов СР36КНМ и СРХ18Н9Т (пористость не выше 8%) проведены при одноосном растяжении со скорос-

гью деформации $\dot{\epsilon} = 1,4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Основные параметры импульсной нагрузки и испытываемых образцов:

- максимальная амплитуда нагрузки 800 МПа;
- длительность нагрузки 160 мкс;
- длина рабочей части образцов-колпачков 10 мм;
- площадь поперечного сечения рабочей части образца 16 мм².

Динамические диаграммы σ - ϵ , полученные по результатам испытаний 6-9 образцов, показаны на рис.9. Прочностные и пластические характеристики, определенные по диаграммам при

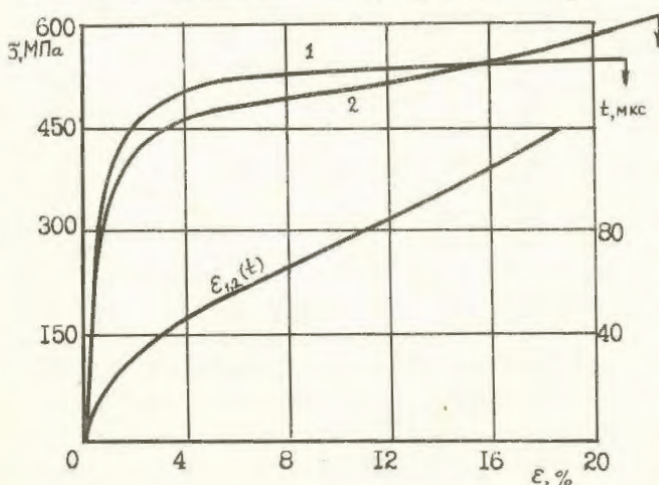


Рис. 9. Динамические диаграммы σ - ϵ растяжения материалов порошковой металлургии СПХ18Н9Т и СП36КНМ (↑ - разрушение)

скорости деформации $1,4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, сведены в табл.3. Для сравнения в ней приведены также характеристики промышленных сплавов (Х18Н9Т, 36КНМ).

Основные результаты динамических испытаний спеченных материалов СП18Н9Т и СП36КНМ при одноосном растяжении:

- динамические значения пределов прочности и пределов текучести в пределах погрешности эксперимента равны статическим;

- пластичность данных материалов при скоростях деформации 0,002 и $1,4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ практически одинакова;

- разрушение образцов имело хрупкий характер (отсутствие шейки, поры и трещины на поверхности). Значения деформаций при разрушении спеченных материалов примерно в два раза ниже, чем для промышленных сплавов (Х18Н9Т, 36КНМ).

На основе диаграмм σ - ϵ определены для спеченных материалов значения удельной работы деформации A и оценены значения коэффициентов интенсивности напряжения K_{1c} по экспериментальным механическим характеристикам [60]. Известно, что значение коэффициента K_{1c} практически не зависит от формы образца, способа и вида нагружения. Однако определение его для материалов малой и средней прочности связано со значительными трудностями, вызванными необходимостью исследований на образцах с очень большим поперечным сечением, которые практически трудно изготовить и испытать. В работе [60]

Т а б л и ц а 3

Деформационно-прочностные характеристики материалов порошковой металлургии СПХ18Н9Т и СП36КНМ

Материал	Скорость деформации $\dot{\epsilon}$, с^{-1}	$\sigma_{0,2}$	σ_b	δ	δ_e	$E \cdot 10^{-4}$, МПа	μ	A'_e	A''_e	K_{1c} , МПа $\sqrt{\text{мм}}$	S_k , МПа	e
		МПа		о.е.д.				$\frac{\text{М} \cdot \sqrt{\text{Дж}}}{\text{М}^2}$	$\frac{\text{М} \cdot \sqrt{\text{Дж}}}{\text{М}^2}$			
СПХ18Н9Т (образцы колпачки)	1460	360	560	0,22	0,14	18,6	0,27	69,3	75	104,9	590	0,20
То же	0,002	320	550	0,21	0,14	18,6	0,27	-	-	-	-	-
СПХ18Н9Т (стандартные образцы)	0,002	200	550	0,23	0,14	18,6	0,27	60,3	-	98,6	-	-
Х18Н9Т (стандартные образцы)	0,002	280	620	0,49	0,14	18,8	0,27	70,6	-	106,3	-	-

Окончание табл.3.

Материал	Скорость деформации $\dot{\epsilon}$, с ⁻¹	$\sigma_{0,2}$	σ_b	δ	δ_e	$E \cdot 10^{-4}$	μ	A'_e	A''_e	K_{1c}	s_{K1}	ϵ
		МПа		о.е.д.		МПа		$\frac{М \cdot Дж}{м^3}$	МПа $\sqrt{мм}$			
СПЗ6КНМ (образцы колпачки)	1400	350	550	0,23	0,14	19,0	0,25	66,1	73	103,7	610	0,21
То же	0,002	310	540	0,22	0,14	19,0	0,25	-	-	-	-	-
36КНМ (стандартные образцы)	0,002	240	560	0,44	0,14	20,0	0,25	60,4	-	101,8	-	-

δ_e - величина равномерной деформации; A'_e - удельная работа равномерной деформации (расчетное значение); A''_e - удельная работа равномерной деформации (экспериментальное значение); s_{K1} - истинное нормальное напряжение при разрушении; ϵ - истинное удлинение в относительных единицах.

показана возможность установления универсальной зависимости между поглощаемой металлом удельной энергией A и вязкостью разрушения σ_{1c} с энергией, затрачиваемой на нестабильное распространение трещины в условиях плоской деформации, или связанным с ней коэффициентом интенсивности напряжения у вершины трещины:

$$K_{1c} = \sqrt{\frac{\sigma_{1c} \cdot E}{1 - \mu^2}}$$

Полученные значения коэффициента K_{1c} для спеченных порошковых материалов являются лишь оценочными. Степень их достоверности может быть оценена путем сравнения с экспериментальными значениями K_{1c} , полученными на специальных образцах. Однако, как показали сравнения расчетных и экспериментальных значений K_{1c} для 15 материалов (титановые и алюминиевые сплавы, стали), их отличие не превышает 2-3%, если величина равномерной деформации δ'_e , определяемой экспериментально по достижении нагрузкой максимального значения, $\leq 12\%$ [60].

Динамическая прочность сварных соединений. Сварка, обеспечивающая неразъемные соединения деталей с помощью молекулярного сцепления, является одним из наиболее современных способов создания прочных и надежных соединений деталей изделий и конструкций. Из существующих видов сварки наиболее высококачественной и экономной в настоящее время является электронно-лучевая сварка, проводимая в условиях высокого вакуума, исключающего окисление и загрязнение шва. Глубокое проплавление металла при малой погонной энергии, большая скорость отвода тепла от зоны сварки, высокая скорость кристаллизации обеспечивают мелкокристаллическую структуру элект-

ронно-лучевого шва, по своим свойствам мало отличающуюся от основного металла.

Широкое применение электронно-лучевой сварки в современных приборах и изделиях вызывает необходимость проведения испытаний прочности сварных соединений, в том числе в условиях динамического нагружения. Прочность сварного соединения металлов и сплавов обычно оценивают путем сравнения механических свойств сварного шва с механическими свойствами основного материала, их нормативными значениями.

Для экспериментального исследования динамической прочности сварных соединений в настоящей работе использовались специальные малогабаритные образцы типа "колпачков" со сварным швом [61]. Размеры и конфигурация сварных образцов из титана ВТ-14, меди и алюминиевого сплава АМг6 показаны на рис.10. Динамические и статические испытания прочности сварных соединений на отрыв были проведены на одинаковых образцах с глубиной проварки шва 0,6 и 1,2 мм.

Прочность сварных соединений σ_{1c} определялась из выражения (4). Скорость нагружения $\dot{\sigma}$ сварных образцов определялась величиной напряжения σ_{1c} и временем t до разрушения и составляла $(2-3) \cdot 10^6$ МПа/с.

Результаты экспериментального исследования динамической и статической прочности сварных соединений из титана ВТ-14, твердой меди М1 и сплава АМг6 сведены в табл.4. Из анализа результатов следует, что динамическая прочность сварных соединений испытанных материалов значительно выше (в 1,5 раза для меди и АМг6 и в 2 раза для титана) статической. Динамическая прочность сварных соединений для сплава АМг6

и меди примерно равна статической прочности свариваемых материалов (сплав АМг6: $\sigma_{сг} = 405$ МПа, $\sigma_s = 425$ МПа; твердая медь МІ: $\sigma_{сг} = 440$ МПа, $\sigma_s = 480$ МПа).

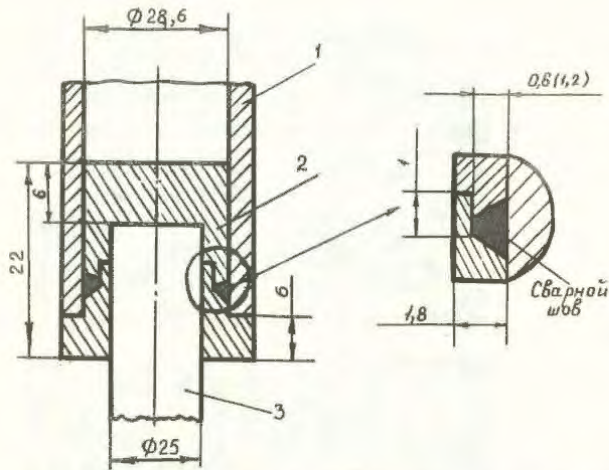


Рис. 10. Конфигурация и размеры сварных образцов для динамических и статических испытаний: 1 - опорный стержень; 2 - образец; 3 - стержень-передатчик

Прочность сварных соединений, как показали эксперименты, зависит от толщины (глубины) сварного шва. Так, например, при глубине проварки 1,2 мм прочность шва близка к прочности основного материала. При уменьшении глубины шва в два раза (вместо 1,2 мм 0,6 мм) прочность сварных образцов из меди и АМг6 падает примерно на 30%. Таким образом, для данных материалов существует оптимальная глубина электроно-лучевой проварки, близкая к 1,2 мм.

Разрушение сварных образцов из меди и АМг6 происходило по сварному шву и носило явно выраженный пластический характер (конусообразное сечение шва после разрыва). На некоторых образцах из сплава АМг6 после испытаний в зоне шва обнаружены непровары, снижавшие прочность. Разрушение сварных соединений из титана носило хрупкий характер. Поверхность разрыва проходила как по шву, так и по околошовной части материала.

Динамическая прочность $\sigma_{сг}^d (\dot{\epsilon} = (2+3)10^6 \text{ МПа/с})$ соединений из титана ВТ-І4 превышает статическую примерно в 2 раза и составляет 94% (для АМг6 и меди 94 и 92% соответственно) от предела прочности материала.

Т а б л и ц а 4

Прочность сварных электроно-лучевых соединений на разрыв

Материал сварных образцов	Площадь поперечного сечения сварного шва $F_{сш}$, см ²	Динамическая прочность сварного шва		Статическая прочность сварного шва		Кoeffициент динамичности $\sigma_{сг}^d / \sigma_{сг}^{ст}$	Отношение прочности шва к прочности материала $\sigma_{сг}^d / \sigma_s$, %
		σ_s^d , МПа/с $\times 10^6$	$\sigma_{сг}^d$, МПа	$\sigma_s^{ст}$, МПа/с	$\sigma_{сг}^{ст}$, МПа		
АМг6-АМг6	0,96	2	$\frac{40,5^*}{35-41^*}$	5	$\frac{24^*}{21-30^*}$	1,7	94
Медь МІ - медь МІ	0,96	2	$\frac{44}{41-46}$	5	$\frac{27}{22-29}$	1,6	92
Титан ВТ-І4 - титан ВТ-І4	0,96	3	$\frac{80}{76-85}$	5	$\frac{39}{35-43}$	2	94

* В числителе приведены среднееарифметические значения прочности, а в знаменателе - минимальные и максимальные разрушающие напряжения.

Динамическая прочность клеевых соединений на сдвиг и на отрыв. Исследования прочности клеевых соединений в зависимости от скорости нагружения проведены на образцах из сплавов АМг6, ВТ1-0 и стали 3 при испытаниях на сдвиг и на отрыв [6]. Склеивание образцов производилось клеями ВК-9, ОСТ В95 1653-75 ($\tau > 10$ МПа), К300-61, ОСТ В95 1658-75 ($\tau > 8$ МПа), ЭД-20, ОСТ В95 1654-73 ($\tau > 10$ МПа) и циакрином ЭО, ТУ 6-09-30-76 ($\tau > 10$ МПа). Экспериментальное определение динамической прочности проводилось по обычной схеме испытаний методом ОСТ на сжатие и растяжение (см. рис. 2). Схемы испытаний образцов для определения статической прочности на сдвиг (а) и на отрыв (б) приведены на рис. 11. Форма и размеры образцов при динамических и статических испытаниях были одинаковыми. Площади клеевых соединений образцов при испытании на сдвиг составляли 200 мм^2 , на отрыв - 120 мм^2 .

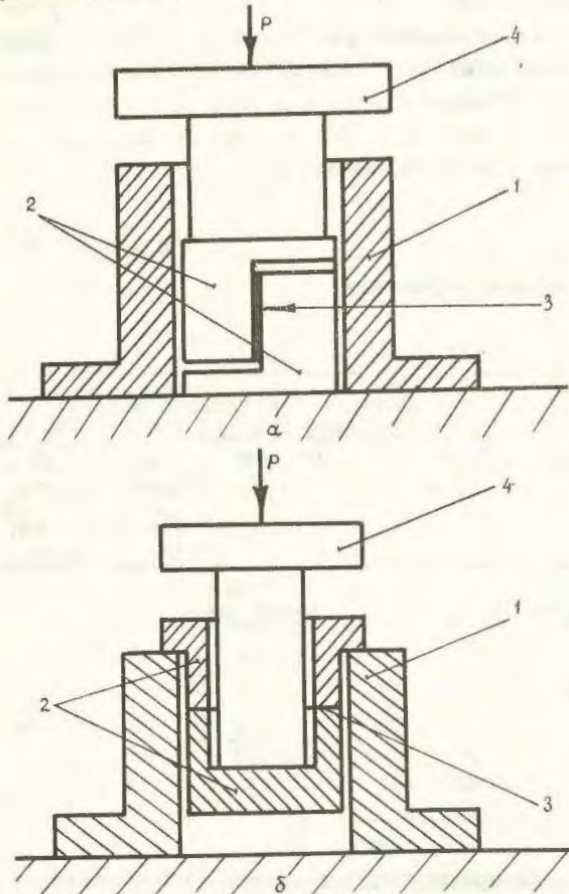


Рис. 11. Схема статических испытаний клеевых соединений на сдвиг (а) и на отрыв (б): 1 - направляющая втулка; 2 - испытываемый образец; 3 - клеевой шов; 4 - нагружающий пуансон

Параметры импульсной волны нагрузки: амплитуда от 30 до 50 МПа, длительность 200 мкс. Типичные осциллограммы упругих деформаций ϵ_r , ϵ_t при испытании динамической прочности клеевых соединений образцов ВТ1-0 - ВТ1-0(а) и АМг6 - АМг6(б) приведены на рис. 12. Значения

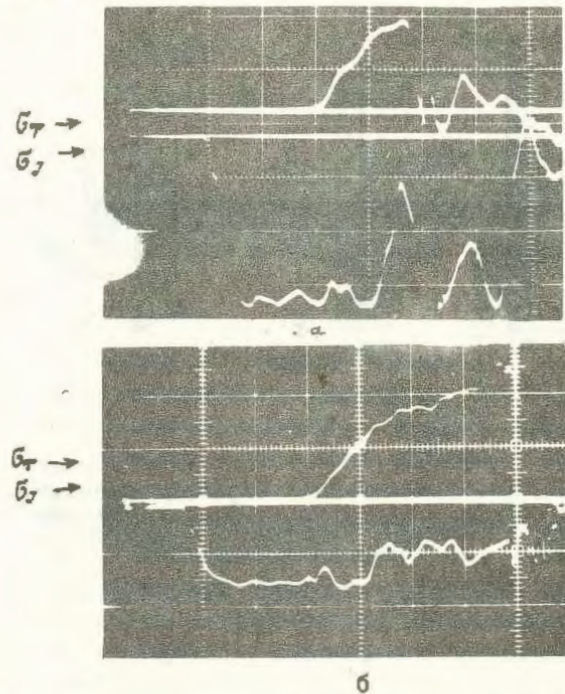


Рис. 12. Типичные осциллограммы падающей (ϵ_t) и проходящей (ϵ_r) волны напряжения при динамическом испытании на отрыв клеевых соединений (клей ВК-9): а - $M_{\sigma_t} = 14 \text{ МПа/см}$; $M_{\sigma_r} = 16 \text{ МПа/см}$; $M_t = 50 \text{ мкс/см}$ (образцы ВТ1-0 - ВТ1-0); б - $M_{\sigma_t} = 28 \text{ МПа/см}$; $M_{\sigma_r} = 14 \text{ МПа/см}$; $M_t = 50 \text{ мкс/см}$ (образцы АМг6 - АМг6)

динамической прочности на сдвиг $\tau_{сдв}$ и на отрыв $\sigma_{отр}$ определялись по формуле

$$\tau(\sigma) = \frac{P_{r \max}}{F_s} = \frac{\epsilon_{r \max} \cdot E \cdot F}{F_s}$$

где $P_{r \max}$ - максимальное осевое усилие; $\epsilon_{r \max}$ - максимальная деформация в проходящей волне; E - модуль упругости материала опорного стержня; F_s , F - площади клеевого соединения и опорного стержня соответственно. Динамическая скорость нагружения $\dot{\sigma}$ образцов составляла $0,5 \cdot 10^6 \text{ МПа/с}$ ($v \approx 1 \text{ мкм/мкс}$), статическая - 1 МПа/с ($v \approx 0,15 \text{ мкм/с}$, разрывная машина МРС-250, ЦД 10/90 (ГДР)). Режимы отверждения клеевых соединений: клеи ВК-9, К300-61 - выдержка 6 ч при $T = 70^\circ \text{C}$; клеи ЭД-20, циакрин ЭО - выдержка в течение суток при комнатной температуре.

Таблица 5

Прочность клеевых соединений при динамических и статических нагрузках

Склеиваемые материалы	Марка клея	Прочность на отрыв			Прочность на сдвиг		
		$\sigma_{отр}^{ст}$, МПа	$\sigma_{отр}^д$, МПа	$K_{отр} = \sigma_{отр}^д / \sigma_{отр}^{ст}$	$\tau_{сдв}^{ст}$, МПа	$\tau_{сдв}^д$, МПа	$K_{сдв} = \tau_{сдв}^д / \tau_{сдв}^{ст}$
АМГ6-АМГ6	ВК-9	$\frac{30}{28,7-35,3}$	$\frac{36,2}{28,6-39,8}$	1,2	$\frac{10}{7,2-12,7}$	$\frac{18}{15,8-20,9}$	1,8
АМГ6-АМГ6	К300-61	$\frac{26,6}{21,7-31,5}$	$\frac{32,6}{22,9-38,7}$	1,2	$\frac{15}{6,8-17,5}$	$\frac{26}{18,0-31,6}$	1,7
АМГ6-АМГ6	ЭЛ-20	$\frac{21}{9,5-32}$	$\frac{29,5}{15,5-41,5}$	1,4	$\frac{13}{9,0-19,5}$	$\frac{23,8}{21,0-28}$	1,8
АМГ6-АМГ6	Циакрин 30	$\frac{10,8}{7,5-13}$	$\frac{15}{10,5-19}$	1,4	$\frac{9,4}{7,5-11,5}$	$\frac{13}{9,5-19,5}$	1,4
ВТИ-0 - ВТИ-0	ВК-9	$\frac{25,6}{16,2-31,7}$	$\frac{31}{27,9-36,6}$	1,2	$\frac{16,3}{14,8-19,6}$	-	-
ВТИ-0 - ВТИ-0	К300-61	$\frac{26,3}{23,2-29,5}$	$\frac{34,1}{25,6-47}$	1,3	-	-	-
Ст.3-Ст.3	ЭЛ-20	$\frac{21}{17-25}$	$\frac{41}{36,2-47,5}$	2	$\frac{16,5}{8,5-24,5}$	$\frac{33}{24,0-46,5}$	2

Результаты динамических и статических испытаний прочности клеевых соединений сведены в табл.5. Для оценки влияния скорости на прочность введены коэффициенты динамичности на отрыв ($K_{отр} = \sigma_{отр}^д / \sigma_{отр}^{ст}$) и на сдвиг ($K_{сдв} = \tau_{сдв}^д / \tau_{сдв}^{ст}$). Из таблицы следует, что максимальное увеличение прочности при динамическом нагружении наблюдается у соединений клеем ЭЛ-20 образцов из стали 3. Коэффициенты динамичности $K_{отр}$, $K_{сдв}$ для данного соединения равны 2. Таким образом показано, что как статическая, так и динамическая прочность клеевых соединений возрастает с увеличением прочности склеиваемого материала, так как при одной и той же нагрузке у материалов с повышенной прочностью удлинение клеевой прослойки меньше. Определяющим при этом является модуль упругости материала. Динамическая прочность других клеевых соединений выше статической при испытании на отрыв на 20-40% и на сдвиг - на 40-80%. Прочность на сдвиг является более чувствительным параметром к изменению скорости нагружения, чем прочность на отрыв.

Проводимый с целью определения характера разрушения анализ результатов показал, что

разрушение клеевых соединений при динамическом нагружении носит смешанный адгезионно-когезионный характер (30-40% - адгезионное, 60-70% - когезионное), при статическом нагружении - преимущественно адгезионный.

Компаунды СКТН, викинт Пк-68, ПДИ-3АК, АГ-102, ПЭК. Перечисленные эластичные компаунды широко применяют для снижения уровня динамических нагрузок, приходящихся на отдельные детали, например, радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Одной из особенностей поведения компаундов является так называемое механическое стеклование, которое связано с частотой механического воздействия [62].

При определенных частотах механического воздействия в эластичных полимерах не успевают происходить молекулярные перегруппировки даже при комнатной температуре. Эластомеры в таких условиях будут обнаруживать свойства, соответствующие твердому стеклообразному состоянию. Способность эластичных полимеров при увеличении скорости приложения нагрузки (частоты воздействия) резко повышать модуль упругости E и охрупчиваться и называют механическим стеклованием. Если обозначить время дейст-

вия нагрузки через t_p , а время молекулярной релаксации через θ , то условие механического стеклования можно представить в виде $t_p/\theta \gg 1$ [62].

Так как время релаксации эластичных полимеров при нормальной температуре составляет $10^{-4} - 10^{-5}$ с, то для исследования прочностных свойств компаундов при импульсных нагрузках ($t \approx 100$ мкс) и определения склонности к механическому стеклованию был применен метод ССГ. Результаты динамических исследований сопоставлены со статическими, проведенными в диапазоне скоростей деформации $0,66 \cdot 10^{-3} - 0,5$ с $^{-1}$.

Основные параметры импульсной нагрузки и испытываемых образцов следующие:

- максимальная амплитуда импульса давления составляла от 0,5 до 20 МПа (в зависимости от прочности компаунда);

- длительность нагрузочного импульса 80 - 150 мкс;

- диаметр образцов на сжатие 12 мм;

- длина образцов 3 и 5 мм.

Результаты динамических и статических испытаний образцов при одноосном сжатии приведены на графиках, построенных в координатах $\sigma - \lg \dot{\epsilon}$ (рис. 13). Общий вид экспериментальных зависимостей в диапазоне скоростей деформации от $0,66 \cdot 10^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^3$ с $^{-1}$ может быть представлен в аналитической форме

$$\sigma = \sigma_0 + |\eta| \lg \dot{\epsilon},$$

где σ_0 - предел прочности при сжатии с минимальной скоростью деформации; $|\eta|$ - угловой коэффициент, характеризующий приращение σ к соответствующему приращению $\lg \dot{\epsilon}$. Из анализа графиков следует, что для компаундов СКТИ, висксинта ПК-68, ПДИ-ЗАК зависимость напряжения σ от $\lg \dot{\epsilon}$ справедлива как при статическом, так и при динамическом нагружении. Для компаундов КГ-102 и ПЭК указанная зависимость при высоких скоростях нагружения нарушается из-за резкого возрастания предела прочности σ_{10} (напряжение при деформации $\epsilon = 10\%$).

Типичные записи деформаций в падающей (ϵ_p) и проходящей (ϵ_r) волнах напряжения для компаундов ПК-68 и ПДИ-ЗАК представлены на рис. 14.

Динамические и статические диаграммы $\sigma - \epsilon$, полученные при одноосном сжатии эластичных компаундов, приведены на рис. 15. Как видно из диаграмм, импульсное сжатие ($\dot{\epsilon} = (1,6 \div 2,5) \cdot 10^3$ с $^{-1}$) приводит к значительному повышению прочности σ_0 и модуля упругости E по сравнению со статическим. Механические характеристики элас-

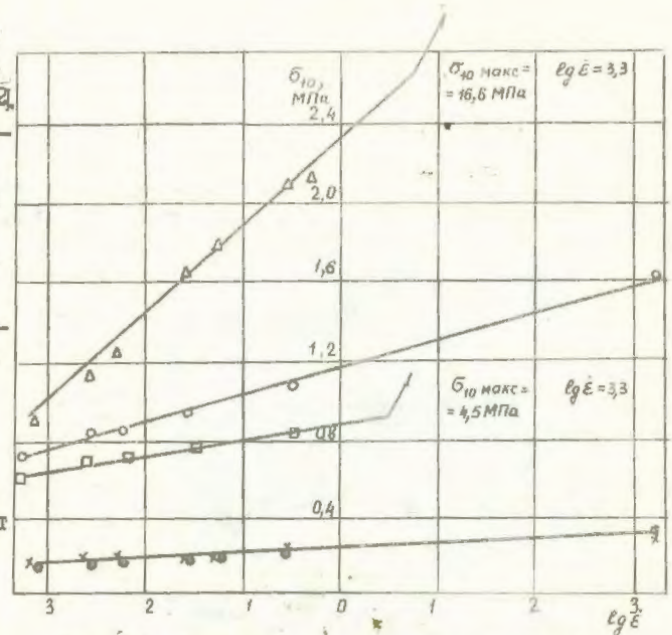


Рис. 13. Зависимости напряжения σ от $\lg \dot{\epsilon}$ для эластичных компаундов при сжатии: \circ - СКТИ; \square - висксинт; \triangle - ПДИ; \times - ПЭК

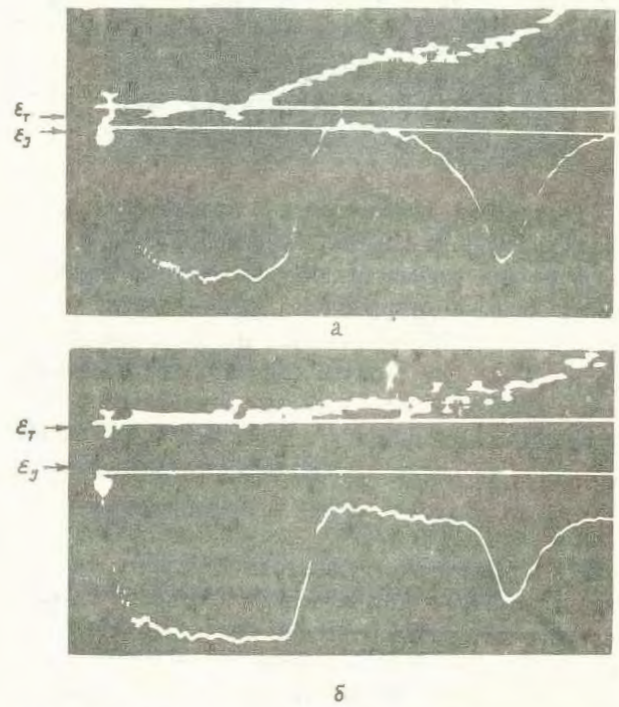


Рис. 14. Типичные осциллограммы упругих деформаций в падающей (ϵ_p) и проходящей (ϵ_r) волнах напряжения при сжатии компаундов ПДИ ЗАК (а) и ПК-68 (б): $M_{сг} = 0,05\%/см$; $M_{ср} = 0,0018\%/см$; $M_c = 50$ мкс/см

тичных компаундов, полученные при импульсном и статическом нагружении, сведены в табл. 6.

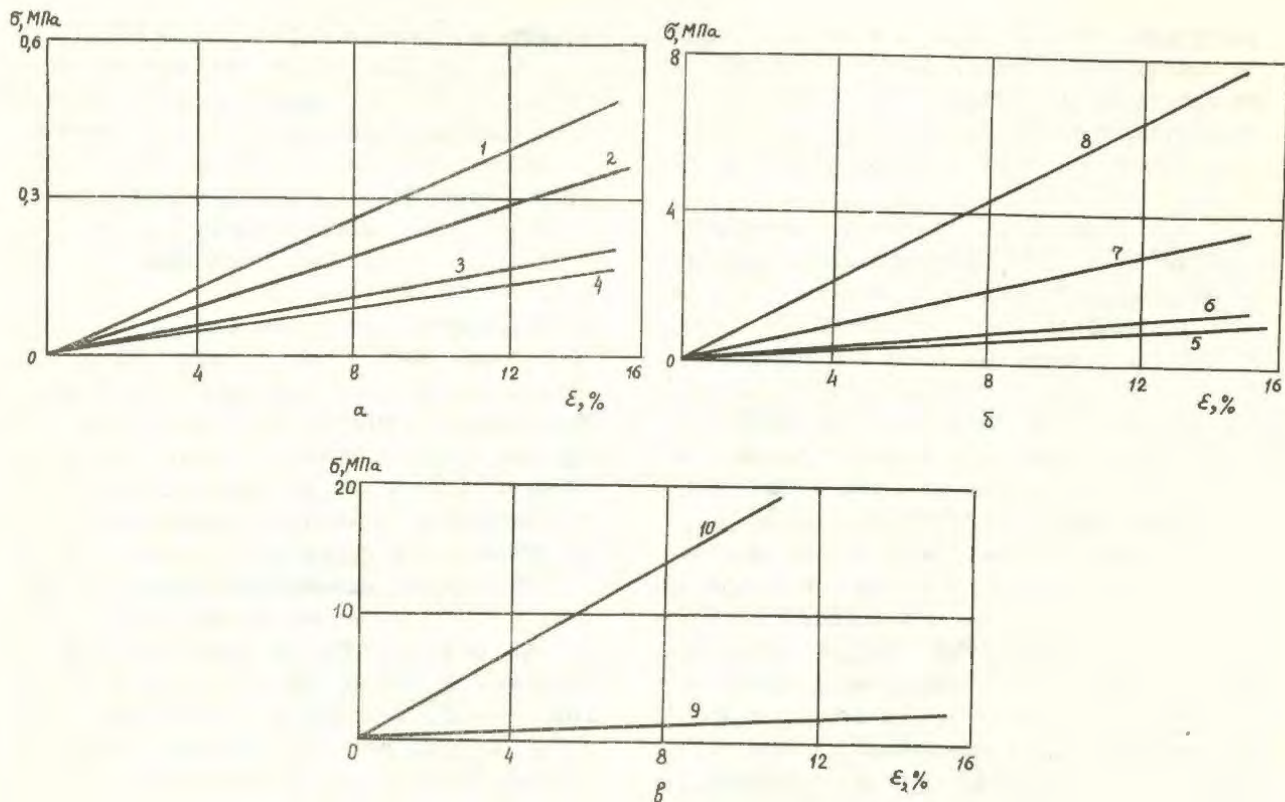


Рис. 15. Динамические и статические диаграммы σ - ϵ для эластичных компаундов при сжатии: а - СКТН (1,4); виксинт ПК-68 (2,3); б - ЦДИ-ЗАК (7,5), КТ-102 (8,6); в - ПЭК (10,9)

Таблица 6

Механические характеристики эластичных компаундов

Компаунд	Плотность ρ , кг/м ³	Статическое нагружение		Динамическое нагружение			Коэффициент динамичности $k = \sigma_{10}^d / \sigma_{10}^{ст}$	Размер образцов, мм
		E , МПа	$\sigma_{10}^{ст}$, МПа	$\dot{\epsilon}$, с ⁻¹	E , МПа	σ_{10}^d , МПа		
СКТН	960	1,3	0,136	1200	3,4	0,34	2,5	φ12x3
Виксинт ПК-68	1000	1,5	0,155	1400	2,5	0,25	1,6	φ12x3
ЦДИ-ЗАК	950	7,0	0,68	2500	17,0	1,65	2,4	φ12x3
КТ-102	1010	5,6	0,70	2500	52	5,2	7,3	φ12x5
ПЭК	1100-1150	10,0	0,90	1900	174	17	19,4	φ12x5

Примечание. Статическое нагружение проведено при скорости деформации $\dot{\epsilon} = 0,0125 \text{ с}^{-1}$.

Из испытанных материалов минимальное значение коэффициента динамичности, равное 1,6, имеет компаунд виксинт ПК-68, а максимальный коэффициент динамичности, равный 19,4, имеет компаунд ПЭК. Значительный рост прочности и моду-

ля упругости компаунда ПЭК при динамическом сжатии может быть объяснен тем, что при скоростях деформации $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ максимальная деформация образца достигалась в опытах за время $\tau_p = 100 \text{ мкс}$, что меньше времени межмолекулярной

релаксации ($\tau_p/\theta < 1$), и поэтому компаунд ПЭК в условиях эксперимента претерпевает переход из эластического в упруготвердое состояние. Значительное упрочнение при динамическом сжатии наблюдается также у компаунда КГ-102 ($K = 7,3$).

Таким образом, при скоростях деформации $\dot{\epsilon} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ наблюдается смещение температуры стеклования t_g на 25°C у компаунда ПЭК и на 45°C у компаунда КГ-102 (динамические и статические испытания проведены при нормальной температуре).

Компаунды СКТН, виксинт ПК-68, ЦДИ-ЗАК упрочняются в значительно меньшей степени ($K = 1,6 \div 2,5$). Это можно объяснить тем, что для данных компаундов время релаксации θ меньше времени воздействия импульса сжатия $\tau_p \approx 100 \text{ мкс}$, т.е. $\tau_p/\theta > 1$, и материалы при скоростях деформации $2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ находятся в высокоэластическом состоянии. Поэтому данные компаунды могут быть рекомендованы для заливки элементов аппаратуры, работа которых сопровождается изменением геометрических размеров с определенной частотой, например, ферритов. Компаунды КГ-102 и ПЭК для указанных целей не могут быть применены.

З а к л ю ч е н и е

Представлен краткий обзор методов динамических испытаний конструкционных материалов и дана характеристика разработанного взрывного испытательного устройства, применяемого для исследования поведения материалов при динамическом нагружении, в том числе в условиях одновременного облучения на импульсном реакторе.

Экспериментально установлены зависимости деформационно-прочностных характеристик ряда металлических и полимерных материалов от скорости деформации. Определена динамическая прочность сварных и клеевых соединений металлических материалов.

Показано, что прочностные характеристики меди М1 (отжиг) и материалов порошковой металлургии СПХ18Н9Т и СП36КНМ в диапазоне скоростей деформации $2 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ практически не изменяются. Коэффициент динамичности для закаленной стали 36НХТЮ при $\dot{\epsilon} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ равен 1,25, для алюминиевого сплава АМг6 (состояние поставки и отжига) при $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} - 1,1-1,2$, для меди М1

(состояние поставки) при $\dot{\epsilon} = 0,9 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} - 1,3$. Характеристики пластичности данных металлических материалов в пределах погрешности метода испытаний при этом не изменяются.

Динамическая прочность сварных соединений (электронным лучом) при скорости нагружения $\dot{\sigma} = 2 \cdot 10^6 \text{ МПа/с}$ для меди М1 превышает статическую в 1,6 раза, для сплава АМг6 - в 1,7 раза и для титана ВТ-14 - в 2 раза.

Динамическая прочность клеевых соединений (материалы: АМг6, сталь 3, титан ВТ1-0; клеи: ВК-9, К300-61, ЭД-20, циакрин ЭО) при скорости нагружения $\dot{\sigma} = 0,5 \cdot 10^6 \text{ МПа/с}$ выше статической при испытании на отрыв на 20-40% и на сдвиг - на 40-80%. Прочность на сдвиг является более чувствительным параметром к изменению скорости нагружения, чем прочность на отрыв.

Коэффициенты динамичности компаундов при сжатии со скоростью деформации $2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ равны: для СКТН 2,5; для виксинта ПК-68 1,6; для ЦДИ-ЗАК 2,4; для КГ-102 7,3; для ПЭК 19,4. Компаунды ПЭК и КГ-102 при импульсном нагружении ($\tau_p \approx 100 \text{ мкс}$) претерпевают переход из высокоэластического в упруготвердое состояние, т.е. происходит механическое стеклование.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Шаляев А.М. Свойства облученных металлов и сплавов. Киев: Наукова Думка, 1985.
2. Харитон Ю.Б., Воинов А.И., Колесов В.Ф. и др. Аперiodические исследовательские импульсные реакторы // Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Д.: Наука, 1984. С.103-119.
3. Новиков С.А., Сеницын В.А., Цой П.А. Взрывные устройства для механических испытаний материалов в экспериментах на импульсных реакторах // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1986. Вып. I. С.26-31.
4. Багрянов Б.В., Большаков А.П., Новиков С.А. Прочность стеклооксида при импульсном нейтронном облучении // Там же. 1987. Вып. I. С.57-61.
5. Динамика удара: Пер. с англ. / Под ред. Дж.А.Зукса, Т.Николас, Х.Ф.Свифт и др. М.: Мир, 1985.
6. Волошенко-Климовицкий Ю.Я. Динамический предел текучести. М.: Наука, 1965.
7. Кокшвили С.М. Методы динамич-

ческих испытаний жестких полимерных материалов. Рига: Зинатне, 1978.

8. Агеев Н.П., Каратушин С.И. Механические испытания металлов при высоких температурах и кратковременном нагружении. М.: Металлургия, 1968.

9. Беляев В.И., Ковалевский В.Н., Смирнов Г.В., Чекаев В.А. Высоко-скоростное деформирование металлов. Минск: Наука и техника, 1976.

10. Гольдсмит В. Удар. М.: Стройиздат, 1965.

11. Дейвио Р.М. Волны напряжений в твердых телах. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961.

12. Рахматулин Х.А., Демьянов Ю.А. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. М.: Физматгиз, 1961.

13. Петров И.В. Исследование поведения металлов с использованием магнитомпульсного способа нагружения: Автореф. дис... канд. техн. наук. Горький, 1980.

14. Баженов В.Г., Петров М.В. О применении магнитомпульсного способа деформирования для исследования вязкопластических характеристик материалов// Прикладные проблемы прочности и пластичности. Методы решения задач упругости и пластичности/ Всесоюз. межвуз. сб. Горький: Горьк. ун-т, 1980. С. 19-25.

15. Рыжанский В.А., Минеев В.Н., Цыпкин В.И. и др. Экспериментальное исследование взрывного расширения тонких колец из отожженного алюминиевого сплава// Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12. Вып. 1. С. 120-124.

16. Большаков А.П., Новиков С.А., Синицын В.А. Исследование динамических диаграмм одноосного растяжения и сжатия меди и сплава АМг6// Проблемы прочности. 1979. № 10. С. 87-88.

17. Кольский Г. Исследование механических свойств материалов при больших скоростях нагружения// Механика. 1950. Вып. 4. С. 108-119.

18. Рузга З. Электрические тензометры сопротивления/ Пер. с чешск. М.: Мир, 1964.

19. Новицкий Е.З., Садунов В.Д., Карпунко Г.Я. Поведение сегнетоэлектриков в ударных волнах// Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14. Вып. 4. С. 115-129.

20. Батьков Ю.В., Вишневецкий В.Д. Аппаратура для измерения импульсных давлений пьезорезистивными датчиками в диапазоне 0,1-20 ГПа// Тезисы докладов 2-го Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. М.: ВНИИФРИ, 1976. С. 5.

21. Астанин В.В., Степанов Г.В. Использование диэлектрического датчика для регистрации импульсных давлений// ПМТФ. 1982. № 6. С. 88-92.

22. Минеев В.Н., Шитов А.Т. Проволочный датчик для непрерывной регистрации больших деформаций при динамическом нагруже-

нии конструкций// Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12. Вып. 2. С. 304-307.

23. Иванов А.Г., Новиков С.А. Метод емкостного датчика для мгновенной регистрации движущейся поверхности// ПТЭ. 1963. № 1. С. 135-138.

24. Попов Н.Н., Иванов А.Г., Стрекин В.П., Баринов В.М. и др. Получение полных диаграмм растяжения сплавов АМг6 и МА-18 при скоростях деформации $10^{-3} - 10^3 \text{ с}^{-1}$ // Проблемы прочности. 1981. № 12. С. 50-54.

25. Ващенко А.П., Степанов Г.В. О выборе образца и динамометра для высокоскоростных испытаний на растяжение// Там же. 1977. № 10. С. 84-88.

26. Davies E.D.H., Hunter S.C. The dynamic compression testing of solids by the method of the split Hopkinson pressure bar // J. Mech. Phys. Solids. 1963. Vol. 11, N 2. P. 155-179.

27. Новиков Н.В., Ульянченко А.П., Значковский О.Я. Исследование распределения остаточных пластических деформаций при динамическом растяжении// Проблемы прочности. 1980. № 7. С. 33-36.

28. Kolsky N. An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading// Proceedings of the Physical Society. Section B. 1949. Vol. 62. P. 676-700.

29. Мейден К., Грин С. Испытание на скоростное деформирование при сжатии для шести материалов при скоростях деформации от 10^{-3} до 10^4 с^{-1} // Труды амер. о-ва инж.-мех. Прикладная механика. Сер. Е. 1966. № 3. С. 20-30.

30. Lindholm U.S., Yeakly L.M. High strain-rate testing: tension and compression// Exp. Mech. 1968. N 1. P. 1-9.

31. Даффи Дж., Хаули Р., Франц Р. Деформирование свинца при кручении с высокими скоростями деформации// Механика. 1972. № 3. С. 116-134.

32. Льюис Дж., Гольдсмит В. Двухосный стержень Гопкинсона для одновременного кручения и сжатия// Приборы для научных исследований. 1973. № 7. С. 22-26.

33. Брагов А.М., Ломунов А.К., Русин Е.Е. Методика исследования динамических свойств материалов с использованием составных стержней Гопкинсона// Прикладные проблемы прочности и пластичности. Алгоритмизация и автоматизация решения задач упругости и пластичности/ Всесоюз. межвуз. сб. Горький: Горьк. ун-т, 1980. С. 138-144.

34. Дсброгурский С.О. К вопросу о напряжениях и усилиях при ударе// Вопросы расчета и конструирования деталей машин. М. - Л.: Изд-во АН СССР, 1942. С. 3-106.

35. Алимов О.Д., Макжосов В.К., Еремьянц В.Э. Удар. Распространение волн деформаций в ударных системах. М.: Наука, 1985.

36. Музыченко В.П., Кащенко С.И., Гузьяков В.А. Применение метода составного стержня Гопкинсона при исследовании динамических свойств материалов// Западская лаборатория. 1986. № 1. С.58-66.
37. Тарасов В.А. Методы построения диаграмм ударного сжатия пенопласта// Механика полимеров. 1973. № 3. С.567-570.
38. Крысанов Ю.А., Новиков С.А. Исследование динамической сжимаемости пенополистирола// Проблемы прочности. 1977. № 8. С.115-117.
39. Абашкин Б.И., Забиров И.Х., Русин В.Г. Динамическая сжимаемость пенополистирола// Механика полимеров. 1977. № 1. С.168-171.
40. Френсис П.Х., Диндхольм В.С. Влияние градиента температуры на распространение упругопластических волн// Труды амер. о-ва инж.-мех./ Прикладная механика. Сер.Е. 1968. № 3. С.10.
41. Джасмен В. Проверка применимости методики Кольского при исследовании динамических характеристик материалов// Там же. 1971. № 1. С. 72-80.
42. Николас Т. Анализ применимости метода разрезного стержня Гопкинсона при исследовании материалов, характеристики которых зависят от скорости деформации// Там же. 1973. № 1. С. 288-295.
43. Karnes C.H., Ripperger E.A. Strain-rate effects in cold worked high purity aluminum// J. Mech. Phys. Solids. 1966, N 14. P. 167.
44. Chalupnik J.D., Ripperger E.A. Dynamic deformation of metals under hydrostatic pressure// Exp. Mech. 1966. N 6. P. 547-554.
45. Большаков А.П., Коротких Ю.Г., Новиков С.А. и др. Сравнение результатов численного эксперимента на ЭВМ и динамических испытаний сплава АМг6 методом Кольского// Проблемы прочности. 1982. № 1. С.54-57.
46. Коротких Ю.Г., Пуртов Ю.Б. Численное исследование процесса динамического деформирования разрезного стержня Гопкинсона// Механика деформируемого твердого тела. 1979. Вып. 41. С.60-64.
47. Malatinski H., Kleraszko J. Szacowanie efektow bezwladnosciowych podczas szybkiej osiowej deformacji probek walcowych// Mechanika Teoretyczna I Stosowana. 1980. Vol.18, N 1. S.3-24.
48. Samanta S.K. Dynamic deformation of aluminum and copper at elevated temperatures// J. Mech. Phys. Solids. 1971. Vol.19. P.117-135.
49. Франц Р., Дафф и Дж. Динамические характеристики напряжение-деформация для алюминия 1100-0 при кручении с резким увеличением скорости деформации// Труды амер. о-ва инж.-мех./ Прикладная механика. Сер.Е. 1972. № 4. С.81-90.
50. Bertholf L.D., Karnes C.H. Two-dimensional analysis of the split Hopkinson pressure bar system// J. Mech. Phys. Solids. 1975. Vol.23, N 1. P.1-9.
51. Белл Дж. Экспериментальная проверка квазистатической гипотезы в опыте на составном стержне Гопкинсона при помощи дифракционных решеток// Механика. 1968. Т.3, № 5. С.138-156.
52. Davies R.M. A critical study of the Hopkinson pressure bar// Philosophical Transactions A. 1948. Vol.240. P.375-457.
53. Yeung Wye Kong Y.C.T., Parsons B., Cole B.N. The dispersive behaviour of Hopkinson pressure bar in material tests // Mechanical properties at high rates of strain/ Institute of Physics. Conference Series. N 21. 1974. P.33-47.
54. Хаберстадт Дж.Л., Ходж К.Д., Фостер Д.Е. Экспериментальное и численное исследование упругих волн деформации на оси стержня из алюминиевого сплава 6061-T6// Труды амер. о-ва инж.-мех./ Прикладная механика. Сер.Е. 1972. Т.39, № 2. С.49-53.
55. Гольдсмит В. Физическое исследование высокоскоростного деформирования металлов// Физика быстротекающих процессов. Т.2. М.: Мир, 1971.
56. Фолленсби Р., Франц Р. Распространение волн в составном стержне Гопкинсона// Теоретические основы инженерных расчетов. 1983. Т.105, № 1. С. 73-80.
57. Брагов А.М., Ломунов А.К. Особенности построения диаграмм деформирования методом Кольского// Прикладные проблемы прочности и пластичности. Алгоритмизация и автоматизация решения задач упругости и пластичности/ Всесоюз. межвуз. сб. Горький: Горьк. ун-т, 1984. С.125-159.
58. Физика взрыва/ Под ред. К.П. Станковича. М.: Наука, 1975.
59. Dieter G.E. Response of metals to high velocity// J. Inst. Metals. 1961. N 4. P.78-81.
60. Рагозин А.И., Антонов М.Я. Метод ускоренного испытания металлических материалов на вязкость разрушения K_{Ic} // Проблемы прочности. 1984. № 2. С.28-34.
61. Большаков А.П., Новиков С.А., Силицын В.А. Прочность сварных и клеевых соединений при динамическом нагружении// Там же. 1980. № 11. С. 85-86.
62. Бартнев Г.М., Зеленец Ю.В. Физика и механика полимеров. М.: Химия, 1984.

Статья поступила в редакцию 19.07.88.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БИПР
И СФЕРИЧЕСКОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКИ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО УРАНА

М.И.Кувшинов, П.Ф.Чередник, И.Г.Смирнов, В.Н.Богданов

С помощью метрологически аттестованной камеры деления и делительных образцов из урана измерено распределение плотности делений по объему АЗ импульсного реактора БИПР и сферической критической сборки из металлического урана. Определено полное число делений в АЗ указанных установок.

MEASUREMENT OF ENERGY RELEASE IN CORE OF BIPR PULSE REACTOR AND SPHERICAL CRITICAL ASSEMBLY OF METALLIC URANIUM. M.I.KUVSHINOV, P.F.CHEREDNIK, I.G.SMIRNOV, V.N.BOGDANOV. By means of metrologically certified fission chamber and uranium fission samples fission distribution over core volume of BIPR pulse reactor and spherical critical assembly of metallic uranium is measured. Total fissions in core of installations mentioned above are determined.

В в е д е н и е

Импульсный реактор БИПР [1,2] используется как устройство для генерирования n - γ -излучений. Для таких же целей часто применяются и сферические критические сборки.

Уровни n - γ -излучений, обеспечиваемые в таких установках в объемах для облучения образцов, прямо связаны со значением полного энерговыделения Q в активной зоне (АЗ). От величины Q зависит также и безопасность эксплуатации импульсных установок, поскольку (вместе с формой распределения) энерговыделение в АЗ определяет и уровень термомеханических напряжений в твэлах и деталях конструкции.

Наряду с полным энерговыделением (интегральное значение) необходимо также знать энерговыделение в локальных областях АЗ (удельные значения, отнесенные к единице массы топлива). С использованием имеющихся данных о теплоемкости удельные энерговыделения связывают с температурой разогрева топлива в различных областях объема АЗ. Поэтому значение локального энерговыделения в некоторой фиксированной точке АЗ (например, в области максимального разогрева, в центре АЗ) служит параметром, с помощью которого устанавливают границу

безопасной эксплуатации реакторных устройств, ниже которой обеспечивается сохранение химической и фазовой стабильности топливного материала в процессе эксплуатации реактора.

По указанным причинам определение полного энерговыделения в АЗ и его локальных значений является важной задачей физики исследовательских ядерных реакторов.

В настоящей работе описано измерение пространственных распределений удельного энерговыделения по объему АЗ и значений полного энерговыделения для импульсного реактора БИПР и сферической критической сборки из металлического урана с обогащением 90% по ^{235}U .

Характеристика АЗ

В реакторе БИПР в качестве топливного материала используется однородная смесь двуоксида урана с графитом. Отношение числа ядер графита к числу ядер ^{235}U составляет ~ 16 . Обогащение урана изотопом ^{235}U 90%. АЗ состоит из трех блоков: неподвижного блока (НБ), блока грубой регулировки реактивности (БР) и блока точной регулировки реактивности (БТР). В собранном виде топливная часть АЗ имеет вид полого цилиндра высотой 670 мм, внешним

диаметром 760 мм и внутренним диаметром 180 мм. Расположение цилиндра вертикальное. Реактор не имеет отражателя.

Каждый из блоков собран из дискообразных секций высотой 60 мм, составленных из отдельных коаксиальных колец толщиной по радиусу 30–50 мм. В секциях каждое кольцо служит опорой для соседнего внутреннего кольца. Между дискообразными секциями имеется зазор ~1 мм, между кольцами по радиусу зазор составляет ~0,25 мм. Все блоки АЗ заключены в единый корпус из нержавеющей стали, герметизированный с помощью сварки. Корпус имеет осевой канал для размещения импульсного стержня (ИС) и контейнера (диаметром ~100 мм) для облучаемых образцов.

Отметим, что после заварки корпуса доступа к твэлам нет. Поэтому измерение распределения энерговыделения по объему АЗ реактора БИГР проводилось при его физическом пуске, до герметизации корпуса.

Используемая в экспериментах сферическая сборка имеет наружный диаметр 210 мм. В ее центре полость диаметром 80 мм. Делящимся материалом является металлический уран (90% ^{235}U). Сборка состоит из набора полусферических деталей с толщиной стенки по радиусу 6–14 мм. Каждая полусфера имеет полюсное отверстие диаметром 22 мм, закрываемое соответствующей пробкой из обогащенного урана. Путем удаления пробок в сборке может образовываться канал, проходящий через центр АЗ. Критическая сборка не имеет отражателя.

Методы измерений

Энерговыделение в локальной области АЗ критической сборки и реактора БИГР. Определялось путем регистрации числа делений в уран-содержащем детекторе малых размеров и известной массы, размещаемом в этой области.

При исследованиях на реакторе БИГР использовались два типа таких детекторов: уран-графитовые образцы, вырезанные из "штатного" топливного материала АЗ, и малогабаритная ионизационная камера деления (ИКД).

Детекторы из уран-графитового материала АЗ представляли собой диски диаметром 5 мм и толщиной 0,7 мм, содержащие ~20 мг ^{235}U . С помощью таких детекторов измерялось пространственное распределение плотности делений по

объему АЗ. Для этого они размещались в щелях между топливными дисками и на торцевых поверхностях каждого из блоков АЗ в трех радиальных направлениях: R_1 , R_2 и R_3 , которые были выбраны с учетом геометрии герметизирующей оболочки и кожуха воздушного охлаждения (см. рисунок)

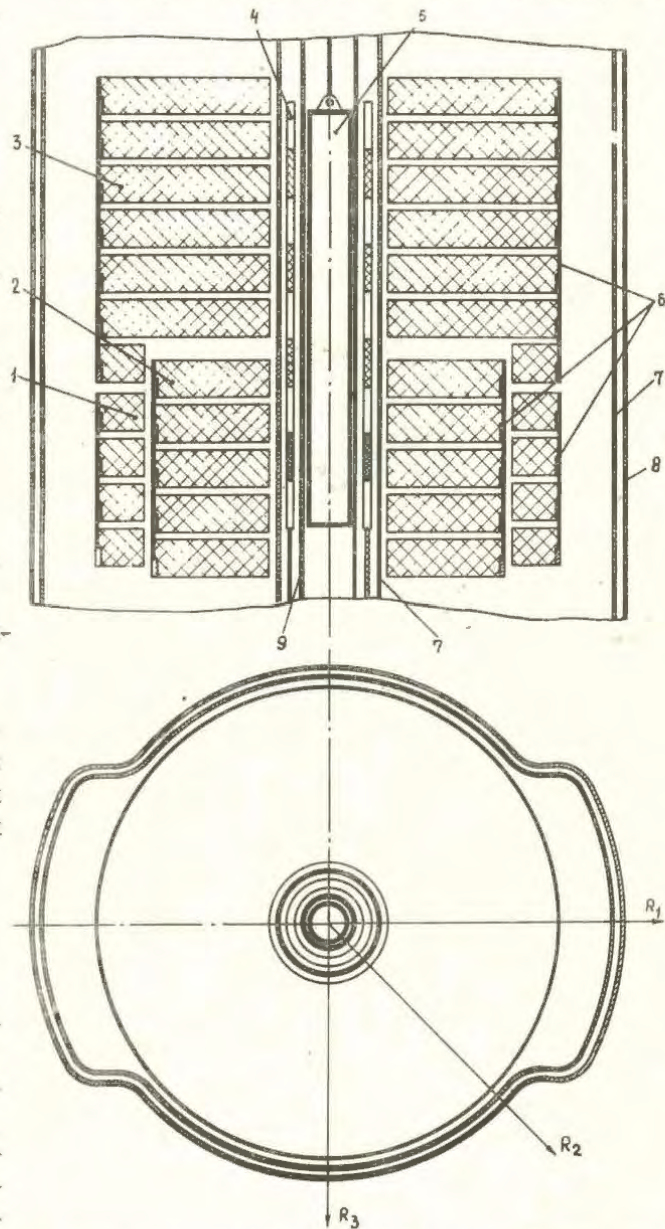



Схема размещения уран-графитовых образцов при измерении распределения плотности делений по объему АЗ БИГР: 1 - БГР; 2 - БГР; 3 - НБ АЗ; 4 - ИС; 5 - ИКД; 6 - стальные опоры топливных дисков; 7 - стальная герметизирующая оболочка; 8 - кожух воздушного охлаждения; 9 - центральный канал;  - топливные диски

с целью определения влияния последних на степень отклонения радиальных распределений от цилиндрической симметрии. Кроме того, уран-графитовые образцы располагались также на торцах колец, входивших в состав ИС^ж, и по объему контейнера центрального канала (КЦК), устанавливаемого в центре АЗ.

В одном опыте облучалось ~300 делительных детекторов. Общее число таких детекторов, использованных при изучении распределения плотности делений по объему АЗ реактора БИГР, составило ~330. Осколочная γ -активность облученных образцов измерялась на сплантиллиационном однокристалльном γ -спектрометре.

Распределение плотности делений по АЗ $u(r, z)$ фиксировалось с помощью относительных измерений удельной γ -активности в образцах. За единицу при этом принималась плотность делений в геометрическом центре АЗ ("центральный" образец). Масса образцов определялась взвешиванием на аналитических весах. Погрешность измерения относительного распределения плотности делений включает в качестве слагаемых (для доверительной вероятности $p = 0,95$) погрешности:

- определения отношений γ -активности облученных образцов (~1%);
- определения отношений масс образцов (~1%);
- вызываемые неточностью фиксации геометрического положения (координаты) образца. Эта составляющая общей погрешности классифицирована в настоящих измерениях как случайная и, по нашим оценкам, не превышает 2,5%;

- связанные с отклонениями истинного содержания ^{235}U в конкретном образце от среднего, единого для всех топливных деталей АЗ БИГР паспортного значения. Такое отклонение может быть обусловлено технологическими причинами. Для его оценки было проведено определение содержания ^{235}U в каждом уран-графитовом образце путем регистрации интенсивности собственной γ -линии ^{235}U ($E_\gamma = 185$ кэВ) γ -спектрометром. При этом с использованием констант из [3] в полученные данные вводилась поправка на самопоглощение γ -квантов с $E_\gamma = 185$ кэВ в образце (от ~7 до ~14%). Сравнение масс образцов (относительно массы центрального образца), измерен-

ных обоими способами (на весах и по $E_\gamma = 185$ кэВ), дало среднее значение их отношения $1,0195 \pm 0,6\%$ (разброс приведен для $p = 0,95$). Полученное отличие (~2%) принято в качестве оценки относительного отклонения содержания ^{235}U в образцах.

Таким образом, суммарная погрешность измерения относительного распределения плотности делений $u(r, z)$ для реактора БИГР составляет $\pm 3,5\%$ ($p = 0,95$)^ж.

Абсолютное значение плотности делений в уран-графитовом материале АЗ было измерено с помощью нескольких образцов, размещенных в КЦК, в геометрическом центре АЗ. Число делений в каждом из этих образцов было определено путем регистрации выхода осколков деления $^{140}\text{Ba} - ^{140}\text{La}$ по интенсивности γ -излучения с энергией $E_\gamma = 1,6$ МэВ γ -спектрометром с использованием поверочной схемы по ГОСТ-8.105.80. На основании работы [5] принималось, что выход осколков деления ^{140}Ba для реактора БИГР составляет $0,06107 \pm 1,4\%$ ($p = 0,95$). При этом принималось во внимание, что по данным этой же работы выход ^{140}Ba при делении ^{235}U тепловыми нейтронами отличается незначительно (на 2,7%). Погрешность определения абсолютной плотности делений n_0 с помощью уран-графитовых образцов складывается из погрешностей выхода ^{140}Ba (1,4%), определения массы образцов (~2%), площади пика полного поглощения и приведения ее к моменту облучения (4%), эффективности γ -спектрометра (4%) и составляет ~6% ($p = 0,95$).

Абсолютное значение плотности делений в центре АЗ измерялось также с помощью малогабаритной (диаметр 18 мм, высота 10 мм) метрологически аттестованной ИКД, содержащей слой ^{235}U высокой чистоты (99,9995% ^{235}U) с "весом" $2,44 \cdot 10^{15}$ ядер ($\pm 2\%$) ($p = 0,95$). Диаметр слоя (по "пятну") 8 мм.

Непосредственно с помощью ИКД измерялась плотность делений, отнесенная к 1 ядру (или 1 г) ^{235}U ^{жж}. Погрешность в определении указанной

^жЗдесь и далее суммарная погрешность является погрешностью косвенных измерений, в которых искомая величина y связана с измеряемыми величинами x_i уравнением $y = f(x_i)$, $i = 1, 2, \dots, n$. Названная погрешность рассчитывалась по известному соотношению [4]
$$\epsilon_y = \frac{\Delta y}{y} = \frac{1}{y} \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right) \cdot \Delta x_i^2}$$
.

^{жж}С использованием аналогичной аттестованной камеры со слоем ^{235}U (99,9999% ^{235}U) было получено, что в АЗ БИГР вклад делений на ^{235}U в 49 полное число делений не превышает 0,5%.

^жПри физическом пуске, в процессе которого проводились описанные измерения, использовался ИС, содержащий три кольца из топливного материала и одно - из графита (нижнее в составе ИС на рисунке).

величины составила 2,5% ($\rho = 0,95$). Для пересчета полученных значений к нормировке на 1 г уран-графитового топлива БИГР необходимо знать содержание в нем ^{235}U . В дополнение к уже имеющимся данным (паспортное значение, "взвешивание" по собственной γ -линии с $E_{\gamma} = 185$ кэВ) для трех уран-графитовых образцов было проведено определение абсолютного содержания ^{235}U путем их облучения в потоке быстрых нейтронов совместно со слоем маталлического урана (90% ^{235}U) известной (с погрешностью 4% для $\rho = 0,95$) массы и последующей относительной регистрации γ -излучения из них с $E_{\gamma} = 1,6$ МэВ ($^{140}\text{Ba} - ^{140}\text{La}$). По совокупности результатов измерения массы ^{235}U в уран-графитовых образцах погрешность определения ее абсолютного значения оценена в 5% ($\rho = 0,95$). Таким образом, погрешность определения удельного энерговыделения (на 1 г топлива) с помощью ИКД составляет ~6% ($\rho = 0,95$).

Монитором при измерении абсолютного значения плотности делений (как с помощью образцов, так и с помощью ИКД) служили активационные детекторы из никеля (диаметром 10, высотой 0,5 мм и диаметром 20, высотой 1 мм), размещаемые в стандартных положениях (в КЦК и на тележке для облучаемых образцов). Такое мониторирование является штатным при эксплуатации БИГР и позволяет определять реализованные значения энерговыделения (как полного, так и локального) в любом (импульсном, статическом) пуске реактора. Использование ИКД "малого" веса позволило непосредственно, без применения промежуточных переходных детекторов, получить связь между удельной плотностью делений и активацией Ni -монитора* и, таким образом,

* При описываемых измерениях, проводимых в статическом режиме работы, в качестве монитора энерговыделения могут использоваться и другие штатные детекторы нейтронов. В частности, в данном случае при активации Ni -детекторов одновременно, в порядке калибровки, регистрировалось также суммарное число отсчетов штатных ИКД, служащих для контроля за уровнем мощности 1-500 кВт и текущим значением энерговыделения 0-280 МДж в статическом режиме работы. С метрологической точки зрения мониторинг плотности делений с помощью Ni -детектора обеспечивает более надежное воспроизведение коэффициента связи между активацией никеля и плотностью делений в выбранной точке (центре АЗ) и, следовательно, более точный контроль удельного энерговыделения в процессе многолетней эксплуатации реактора.

прямо сопоставить полученные результаты с аналогичными данными, определенными с помощью уран-графитовых образцов.

При измерениях на критической сборке применялись также малогабаритная метрологически аттестованная ИКД со слоем, имеющим тот же изотопный состав, что и вещество АЗ (масса слоя 115,9 мкг ($\pm 2,9\%$), $\rho = 0,95$), и детекторы с ураном (90% ^{235}U), нанесенным в виде пленки на алюминиевую подложку диаметром 5 мм и толщиной 0,25 мм.

Камера деления размещалась в центральной полости, в точке геометрического центра АЗ критической сборки. С ее помощью определялось абсолютное значение плотности делений в центре АЗ. В качестве монитора при этом использовался "всеголновый" счетчик, установленный на расстоянии 1,5 м от центра АЗ. Погрешность определения плотности делений в ионизационной камере 3% ($\rho = 0,95$).

Детекторы в виде слоев, содержащих ^{235}U , использовались для измерения относительного распределения плотности делений по объему АЗ критической сборки. Эти детекторы размещались в щелях между полусферами, из которых составлялась АЗ, в различных точках по ее радиусу. Погрешность измерения относительного распределения плотности делений составила ~3% ($\rho = 0,95$).

Заметим, что абсолютное число делений в заданной точке АЗ может быть определено по его значению в центре АЗ и данным для относительного распределения плотности делений по ее объему.

Измерение полного энерговыделения в АЗ. Зводится обычно к калибровке эффективности какого-либо опорного детектора (в единицах отсчет/деление в АЗ). Для осуществления этой процедуры использовались три метода:

- калиброванного нейтронного источника;
- коррелированных совпадений;
- интегрирования распределения плотности делений по объему АЗ.

Так как в первых двух методах измерения проводятся на сравнительно малом уровне мощности, то в качестве опорного детектора (и на реакторе БИГР, и на критической сборке) использовался всеголновый счетчик - штатный детектор с наибольшей эффективностью. При реализации третьего метода применительно к реак-

тору БИГР связь показаний никелевого монитора, использованного при определении плотности делений, с показаниями всеволнового счетчика была получена с помощью дополнительного широкодиапазонного канала регистрации нейтронов утечки, который построен на основе ионизационной камеры КНК-15 [6], работающей с переключением из импульсного режима в токовый.

Определение эффективности счетчика по отношению к делению в АЗ методом калиброванного источника нейтронов производилось по формуле

$$\varepsilon = \varepsilon_s \cdot \left(\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_s} \right) \cdot \nu \cdot P_y, \quad (1)$$

где ε_s — эффективность регистрации счетчиком нейтронов калиброванного источника, расположенного на месте центра АЗ при ее отсутствии; ε_y — эффективность регистрации счетчиком нейтронов утечки из АЗ; ν — среднее число нейтронов на акт деления; P_y — вероятность утечки нейтрона деления из АЗ.

Величина $\nu \cdot P_y$ представляет собой число нейтронов утечки на акт деления в АЗ и может быть определена из баланса нейтронов в АЗ. В результате проведенного анализа было получено, что число нейтронов утечки на акт деления в АЗ для сферической критической сборки составляет $1,456 \pm 0,045$.

Заметим, что формула (1) справедлива при сферически-симметричном распределении нейтронов, вылетающих из АЗ. Для изучаемой сферической критической сборки это условие выполняется с хорошей точностью. Для реактора БИГР вследствие цилиндрической геометрии АЗ и значительных ее габаритов (по сравнению с расстоянием до счетчика) угловое распределение нейтронов утечки не имеет сферической симметрии. Поэтому в этом случае метод калиброванного источника может использоваться только для оценки эффективности счетчика и в настоящей работе не рассматривается.

В опытах на критической сборке использовались метрологически аттестованный Pu-Be-источник и ^{252}Cf -источник, мощность которого определялась при помощи относительных измерений камерой, содержащей слой ^{252}Cf . При этом интенсивность испускания нейтронов калифорниевой камерой определялась (с погрешностью не более 1% ($\rho = 0,95$)) путем регистрации скорости делений в ней методом n - f -совпадений.

Значение $\varepsilon_y/\varepsilon_s$ для калифорниевых источников принималось равным единице в силу близости спектра нейтронов утечки критической сборки спектру деления ^{252}Cf и небольших размеров сборки по сравнению с расстоянием до счетчика. В случае Pu-Be-источника для определения значения $\varepsilon_y/\varepsilon_s$ проводились дополнительные измерения с применением метрологически аттестованного всеволнового счетчика.

Метод коррелированных совпадений до применения на реакторе БИГР был первоначально апробирован (и сопоставлен с другими методами измерений) на критической сборке, которая, как упоминалось, отличается компактностью и простотой геометрии (сфера).

В этом методе эффективность счетчика определяется через вероятность коррелированного совпадения P_{n-n} отсчета счетчика с отсчетом некоторого другого детектора, регистрирующего нейтроны реактора. Интервал совпадений должен при этом превышать время спада цепочки нейтронов в реакторе. Если реактор находится в критическом состоянии, то в приближении точечной кинетики можно получить [7]

$$\frac{\varepsilon}{\beta^2} = \frac{P_{n-n}}{D}, \quad (2)$$

где $D = \frac{\nu(\nu-1)}{\nu^2}$ — коэффициент Дивена ($D = 0,795 \pm 0,007$ для ^{235}U); β — эффективная доля запаздывающих нейтронов.

Учет пространственных эффектов, связанных с распределением ценности нейтронов деления, приводит к следующей формуле [8]:

$$\frac{\varepsilon}{\beta^2} = \frac{P_{n-n}}{D} \cdot \frac{1}{R}, \quad (3)$$

где R — поправка (порядка единицы):

$$R = \frac{\int u(r) dr \int u(r) I^2(r) dr}{\left[\int u(r) I(r) dr \right]^2}. \quad (4)$$

Здесь $u(r)$ и $I(r)$ — пространственное распределение плотности делений и ценности нейтронов в реакторе.

Экспериментально величина P_{n-n} может быть измерена различными способами, выбор которых определяется, исходя из временных параметров реактора, характеристик детекторов нейтронов и имеющейся аппаратуры. В данной работе были использованы два способа измерений.

В измерениях на сборке применялись детекторы на основе кристаллов стильбена с дискри-

минацией импульсов от γ -излучения. В качестве схемы совпадений использовался времяамплитудный конвертор (ВАК), на входы которого "старт" и "стоп" подавались импульсы детекторов. Интервал совпадений составлял 16 мкс. Импульсы, поступающие на вход "стоп" ВАК, задерживались на 8 мкс, чтобы обеспечить регистрацию коррелированных совпадений, если нейтрон, вызвавший импульс "стоп", родился раньше, чем нейтрон, вызвавший импульс "старт".

Величина ρ_{n-n} определялась по формуле

$$\rho_{n-n} = \left(\frac{N_{совн}}{N_{старт}} - \frac{N_{стоп} \cdot \tau}{t_{изм}} \right) \cdot \frac{N}{N_{стоп}}, \quad (5)$$

где $N_{старт}$ - число запусков ВАК; $N_{стоп}$ - число импульсов по входу "стоп"; $N_{совн}$ - число совпадений (в "окне" ВАК); N - число отсчетов счетчика, эффективность которого подлежит определению; τ - интервал совпадений, определяемый окном ВАК; $t_{изм}$ - время измерений. Отрицательный член в скобках учитывает случайные совпадения в интервале τ .

Таким образом, в данном способе ρ_{n-n} для счетчика определяется путем использования двух дополнительных детекторов нейтронов и учета относительной эффективности регистрации нейтронов изучаемого и дополнительного детекторов. Такой способ имеет определенные преимущества, связанные с возможностью варьировать эффективность регистрации дополнительных детекторов и использовать малые значения интервала совпадений τ , что положительно сказывается на отношении сигнал/фон.

На критической сборке были исследованы зависимости ρ_{n-n} от эффективности "стартового" и "стопового" детекторов ϵ_1 и ϵ_2 . Результаты приведены в табл. I. Там же содержатся данные о значениях постоянной спада нейтронов, полученные путем обработки временного распределения совпадений. α_{12} и α_{21} соответствуют правой и левой ветвям относительно пика мгновенных совпадений.

Наблюдаемое увеличение значений α при больших значениях эффективности детектора объясняется влиянием многократных самосовпадений импульсов этого детектора. Вместе с тем ρ_{n-n} при этом не уменьшается, а даже растет. Такую особенность можно объяснить спецификой работы стильбенового кристалла, время высвечивания которого при регистрации нейтронов

Таблица I
Значения ρ_{n-n}/D , α_{12} и α_{21} при различной эффективности дополнительных детекторов ϵ_1 и ϵ_2 (мощность сборки $0,32 \cdot 10^9$ делений/с)

ϵ_1/β^2	ϵ_2/β^2	ρ_{n-n}/D	α	
10^{-2}			α_{12}	α_{21}
1,4	2,6	$0,198 \pm 0,002$	$0,87 \pm 0,03$	$0,88 \pm 0,04$
2,6	1,9	$0,196 \pm 0,002$	$0,88 \pm 0,03$	$0,83 \pm 0,02$
5,5	1,5	$0,210 \pm 0,003$	$0,845 \pm 0,025$	$0,916 \pm 0,025$
17,6	1,5	$0,208 \pm 0,001$	$0,86 \pm 0,03$	$1,11 \pm 0,04$
1,5	5,5	$0,206 \pm 0,001$	$0,875 \pm 0,025$	$0,855 \pm 0,025$
1,5	17,6	$0,210 \pm 0,002$	$0,925 \pm 0,025$	$0,784 \pm 0,025$

Примечание. Приведенная ошибка соответствует только статистике отсчетов.

($\sim 0,3$ мкс) соизмеримо с длительностью цепочки нейтронов в сборке (~ 1 мкс). При наложении двух импульсов от нейтронов одной цепочки происходит смещение порога дискриминации регистрирующего канала, что приводит к увеличению амплитуды плотности вероятности коррелированных совпадений двух детекторов.

Изменение мощности сборки в диапазоне $(0,11 \div 11,2) \cdot 10^9$ делений/с, как и ожидалось, не повлияло на результат измерения ρ_{n-n} .

Итак, для данного способа измерений ρ_{n-n}/D могут быть рекомендованы следующие параметры эксперимента: эффективность регистрации ϵ_1 и ϵ_2 не должна превышать $\sim 3 \cdot 10^{-2} \beta^2$, мощность быстрой сборки должна быть $\sim 3 \cdot 10^8$ делений/с.

В измерениях на реакторе БИГР использовались штатные всеволновые детекторы нейтронов, эффективность которых подлежала измерению. Процедура измерений была следующей. Один из детекторов (первый) запускал первый счетчик импульсов (пересчетную схему), который регистрировал импульсы второго детектора в течение времени $\tau = 2$ мс, N_c . В этом случае регистрировалась половина коррелированных совпадений, определяемых по формуле (2) или (3). Два других счетчика регистрировали общее число импульсов второго детектора N и число запусков первого счетчика $N_{зап}$ за время измерений $t_{изм}$. ρ_{n-n} определялась по формуле

$$\rho_{n-n} = \rho_{кор} \cdot \left(1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \rho_{кор} \right), \quad (6)$$

где $P_{кор} = \frac{N_1}{N_{зап}} - \frac{N \cdot \tau}{k_{эф}}$; c_1 и c_2 — скорости счета первого и второго детекторов.

Отрицательный член учитывает случайные совпадения. Член в скобках учитывает уменьшение вероятности совпадений отсчетов первого детектора со вторым, поскольку импульсы первого детектора блокируются на время τ после запуска первого счетчика нейтронов.

При таком способе регистрации практически отсутствует эффект уменьшения $P_{н-н}$ за счет самосовпадений импульсов детектора в пределах мертвого времени канала регистрации. Это связано с тем, что блок замедлителя, входящий в состав всеволнового счетчика, увеличивает характерное время спада цепочки нейтронов до ~200 мкс.

Для определения пространственной поправки R (формула (4)) на сборке было измерено распределение относительной ценности нейтронов источника ^{252}Cf , который располагался в различных точках по радиусу сборки, после чего регистрировалась установившаяся скорость счета всеволнового счетчика. Коэффициент умножения нейтронов центрального источника равнялся при этом 110. Изменения реактивности сборки, связанные с перемещением источника, определялись в дополнительных опытах и учитывались при определении ценности. Результаты измерений приведены в табл. 2. Значение поправки

Т а б л и ц а 2

Распределение относительной ценности нейтронов источника ^{252}Cf в исследуемой критической сборке

Радиус, мм	Ценность, отн. ед.	Радиус, мм	Ценность, отн. ед.
0	1,00	54	0,961
7	1,00	64	0,879
17	1,016	74	0,765
27	1,004	84	0,655
37	1,014	94	0,528
42	1,004	104	0,397
47	0,988		

R , полученное для сборки с использованием экспериментальных данных $I(r)$ и $u(r)$ (см. табл. 2 и 5), составило $1,04 \pm 0,02$. Для реактора БИГР поправка R не определялась.

Полное число делений в АЗ (N_f) для реактора БИГР. Определялось суммированием числа делений для каждого блока АЗ (ИБ, БГР,

БГР, ИС) в отдельности. Расчет проводился по формуле

$$N_f = \sum_{i=1}^4 2\pi \bar{\rho} n_0 \int_{V_i} \bar{u}(r, z) r dr dz \approx 2\pi \bar{\rho} n_0 Y, \quad (7)$$

где $\bar{\rho}$ — средняя по блоку плотность топливного материала. Она определялась путем деления суммарной массы твэлов в блоке на занимаемый ими объем, включая осевые и радиальные зазоры между отдельными твэлами. Погрешность определения $\bar{\rho} \sim 2\%$; $\bar{u}(r, z)$ — относительное распределение плотности делений по объему АЗ, полученное из экспериментальных данных путем их усреднения по трем направлениям (R_1, R_2 и R_3) для каждого значения z . Отметим, что для каждого z отличия в распределениях по R_1, R_2, R_3 достаточно малы и являются локальными, проявляясь лишь на краю АЗ в соответствии с геометрией стальных отражающих элементов (см. рисунок). Кроме того, вклад периферийных областей АЗ в полное число делений сравнительно невелик. В силу сказанного использование усредненных по R_1, R_2, R_3 распределений не вносит в значение интеграла Y погрешность, превышающую $\sim 2\%$; n_0 — плотность делений в геометрическом центре АЗ, нормированная на 1 г топливного материала. Погрешность определения $n_0 \sim 6\%$ дополняется погрешностью ($\sim 2\%$), вносимой перенормировкой n_0 с Ni-монитора на всеволновый счетчик.

Величина Y рассчитывалась путем численного интегрирования с использованием линейной интерполяции между значениями $\bar{u}(r, z)$ по координатам r и z . Благодаря плавному ходу распределения плотности делений и достаточно большому числу экспериментальных точек (узлов интерполяции) указанное приближение внесло погрешность в значение $Y \sim 3\%$.

Суммарная погрешность в определении полного числа делений (и соответственно эффективности всеволнового счетчика) на реакторе БИГР составила $\sim 8\%$ ($\rho = 0,95$). В эту погрешность помимо вышеперечисленных включена также составляющая, обусловленная косвенным характером измерения (интегрированием) Y по результатам определения $\bar{u}(r, z)$ в r , имеющих собственные ошибки $\Delta \bar{u}$ и Δr ($\sim 2,5\%$).

Для сферической критической сборки полное число делений в АЗ вычислялось по формуле

$$N_f = 4\pi n_0 \sum_{i=1}^3 \bar{\rho}_i \int_0^{r_{i+1}} r^2 u(r) dr, \quad (8)$$

где ρ_i - плотность делящегося материала для i -го сферического слоя сборки, а n_i и $u(r)$ определены ранее.

Результаты измерений

Результаты измерений относительного распределения плотности делений по объему АЗ реактора БИГР $\bar{u}(r, z)$, усредненные по направлениям R_1, R_2 , и R_3 (см. рисунок) для каждого z , и сферической критической сборки $u(r)$ представлены в табл. 3 и 4.

Таблица 3

Пространственное распределение плотности делений $\bar{u}(r, z)$ по объему АЗ БИГР

z	r						
	93	140	190	240	290	330	380
	мм						
+338	0,206	0,163	0,142	0,120	0,102	0,083	0,064
+276	0,512	0,483	0,437	0,378	0,283	0,210	0,113
+215	0,744	0,715	0,691	0,543	0,411	0,305	0,155
+153	0,902	0,891	0,813	0,685	0,517	0,355	0,195
+ 92	1,020	1,003	0,917	0,768	0,595	0,430	0,230
+ 30	1,060	1,039	0,954	0,795	0,606	0,446	0,225
- 30	1,002	0,962	0,865	0,715	0,558	0,444	0,230
- 46	0,968	0,953	0,876	0,735	0,561	0,352	0,235
-107	1,002	0,963	0,875	0,725	0,512	0,362	0,234
-169	0,889	0,848	0,767	0,638	0,475	0,340	0,190
-230	0,739	0,687	0,618	0,512	0,386	0,275	0,157
-292	0,491	0,457	0,415	0,352	0,275	0,190	0,113
-352	0,228	0,190	0,184	0,187	0,165	0,098	0,065

Примечания: 1. r - расстояние по радиусу; z - по высоте (+ z и - z - координата выше и ниже центра АЗ соответственно).

2. За единицу принята плотность делений в геометрическом центре АЗ ($r=0, z=0$).

3. При $z = -46$ мм образцы располагались на верхнем торце БГР, не доведенном до неподвижного блока на 14 мм.

Из табл. 3 и 4 видно, что в АЗ БИГР максимальная плотность делений реализуется на внутренней границе топливного материала (в районе центра АЗ), а в критической сборке - на некотором удалении от нее.

Значения плотности делений в геометрическом центре АЗ БИГР и сферической критической сборки, отнесенные к 1 г вещества АЗ и нормированные на отсчет штатного монитора (никелевого детектора для реактора БИГР, всеволнового счетчика для критической сборки), приведены в табл. 5.

Таблица 4

Относительное распределение плотности делений $u(r)$ в сферической сборке из урана ($90\% \text{ }^{235}\text{U}$)

r, мм	u(r)	r, мм	u(r)
0	1,00	75,5	0,814
40	1,094	83,5	0,684
46,6	1,124	91,5	0,553
53,6	1,075	99,5	0,417
60	1,004	105,0	0,288
67,5	0,940		

Таблица 5

Плотность делений в геометрическом центре АЗ реактора БИГР и сферической критической сборки, нормированные на 1 г топлива и на отсчет штатного монитора

Метод измерений	Плотность делений	
	БИГР, 10^{23} делений/г*	Критическая сборка, 10^{23} делений/г*
ИКД	1,15±0,07	1,87±0,06
По выводу ^{235}U	1,13±0,07	-

* Нормировано на одну реакцию на ядре ^{235}U .

** Нормировано на один отсчет всеволнового счетчика.

Результаты измерений, характеризующие полное число делений по объему АЗ реактора и критической сборки, содержатся в табл. 6.

Таблица 6

Результаты измерений эффективности штатных всеволновых счетчиков реактора БИГР и критической сборки из металлического урана ($90\% \text{ }^{235}\text{U}$)

Метод	10^{-6} отсчет/деление в АЗ	
	Реактор БИГР	Критическая сборка
Калиброванного источника нейтронов	-	9,35±0,44
Коррелированных совпадений	4,41±0,13*	9,30±0,93
Интегрирования чисел делений по объему АЗ	4,24±0,34	9,45±0,47

* Приведенная погрешность отражает только статистику отсчетов. Остальные - суммарные погрешности для $p = 0,95$.

Отметим хорошее совпадение результатов, полученных разными методами измерений (см. табл. 5 и 6).

В табл. 7 приведено распределение полного энерговыделения в АЗ БИГР по блокам и составляющим их дискам.

Т а б л и ц а 7

Распределение полного энерговыделения в АЗ БИГР по блокам и составляющим их дискам

Блок	Номер	Доля энерговыделения	
		в диске	в блоке
НБ	II	0,042I	0,6060
	IO	0,075I	
	9	0,1009	
	8	0,117I	
	7	0,1302	
	6	0,1246	
	5	0,0159	
	5	0,0914	
	4	0,0869	
	3	0,0720	
БГР	3	0,0557	0,3394
	I	0,0325	
	4	0,0174	
БТР	3	0,0146	0,0496
	2	0,0112	
	I	0,0065	
ИС			0,0049

П р и м е ч а н и е. Нумерация дисков в АЗ произведена снизу вверх (см. рисунок) в предположении полного сведения всех частей АЗ (т.е. БГР и БТР находятся в своих верхних положениях).

З а к л ю ч е н и е

С помощью метрологически аттестованной ИКД и делительных образцов из урана измерено распределение плотности делений по объему АЗ импульсного реактора БИГР и сферической критической сборки из металлического урана (90% ^{235}U). При этом погрешность определения плотности делений в центре АЗ составила (для доверительной вероятности $p = 0,95$) 3-3,5% для нормировки на I г основного делящегося нуклида (^{235}U) и 6% для нормировки на I г топливного материала (БИГР).

Применение на реакторе БИГР ИКД малого "веса" ($\sim 10^{15}$ ядер ^{235}U) позволило с помощью одного монитора ($\text{M}\dot{\text{c}}$ -детектора) непосредственно без использования дополнительных мониторирующих детекторов сопоставить результаты измерения плотности делений в центре АЗ, полученные с помощью ИКД и уран-графитовых образцов.

С использованием трех методов (калиброванного нейтронного источника, коррелированных совпадений и интегрирования пространственного распределения плотности делений по АЗ) определено полное число делений в АЗ названных установок. Погрешность определения этой величины (для $p = 0,95$) оценена в 5% для критической сборки и 8% для реактора БИГР. Проведен анализ ошибок измерений.

Хорошее совпадение экспериментальных значений, полученных разными методами, свидетельствует о надежности результатов измерений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР//ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1988. Вып. 1. С. 3-12.
2. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы//Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Л.: Наука, 1984. С. 103-119.
3. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения: Справочник. М.: Атомиздат, 1973.
4. Кассандрова О.Н., Лебедев Б.В. Обработка результатов измерений. М.: Наука, 1970.
5. Meek, Rider. NEDO-12154-2(E), 1978.
6. Дмитриев А.Б., Малышев Б.К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. М.: Атомиздат, 1975.
7. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
8. Harris D. Neutron fluctuation in a reactor of finite size//Nucl.Sci.Eng.1965. Vol. 21. P. 369-381.

Статья поступила в редакцию 03.II.88.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Хоружий В.Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера ... 3	Kh oruzhy V.Kh. To calculation of space-time kinetics of PNR and booster 3
Хоружий В.Х., Кошелев А.С., Колесов В.Ф. Интегрирование уравнений кинетики импульсного реактора на быстрых нейтронах жестко-устойчивыми методами Гира 8	Kh oruzhy V.Kh., Koshel'ev A.S., Kolesov V.F. Integration of equations of fast pulse reactor kinetics by rigid-stable Gir methods 8
Абакумов А.И., Дубовкин А.С., Певницкий А.В., Толочко А.П., Соловьев В.П., Страхов Д.В., Шишов Ю.Г., Учайев А.А. Расчетно-экспериментальное исследование реакции сферической взрывной камеры 15	A b a k u m o v A.I., D u b o v k i n A.S., P e v n i t s k y A.V., T o l o c h k o A.P., S o l o v ' e v V.P., S t r a h o v D.V., S h i s h o v Y u.G., U c h a e v A.A. Calculation-experimental analysis of spherical explosive chamber reaction 15
Воронцова О.С., Сырунин М.А., Федоренко А.Г., Цыпкин В.И., Билык Н.А., Иванов А.Г. О стабильности некоторых критериев прочности стеклопластиковых труб при внутреннем импульсном нагружении 20	V o r o n t s o v a O.S., S y r u n i n M.A., F e d o r e n k o A.G., T s y p k i n V.I., B i l y k N.A., I v a n o v A.G. On stability of some criteria of glass-reinforced plastic tubes strength under internal pulse loading 20
Большаков А.П., Новиков С.А., Синицын В.А. Прочность конструкционных материалов при динамических нагрузках (Обзор) 24	B o l s h a k o v A.P., N o v i k o v S.A., S i n i t s y n V.A. Strength of structural materials under dynamic loads (Review) 24
Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Смирнов И.Г., Богданов В.Н. Измерение энерговыделения в активной зоне импульсного реактора БИПР и сферической критической сборки из металлического урана 47	K u v s h i n o v M.I., C h e r e d n i k P.F., S m i r n o v I.G., B o g d a n o v V.N. Measurement of energy release in core of BIPR pulse reactor and spherical critical assembly of metallic uranium 47

Редакторы: З.П.Захарова,
Л.В.Мазан

Корректор М.В.Кривова

Подписано в печать	10.03.89	T-09200	Формат 60*84/8
Офсетн. печ.	Усл. печ. л. ~7,2	Уч.-изд. л. ~5,5	
Тираж 400 экз.	Зак. тип.	Индекс 3646	6 статей

Подготовлено к изданию в Институте атомной энергии
им. И.В.Курчатова

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.039.514

К РАСЧЕТУ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КИНЕТИКИ ИЯР И БУСТЕРА/
В.Х.Хоружий//ВАНТ.Сер.Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1989. Вып. I. С.3-7.

Сформулированы интегральные уравнения пространственно-временной кинетики импульсного ядерного реактора (ИЯР) или бустера в N -зонном приближении.

Расчет параметров кинетики опирается на программы метода Монте-Карло. В случае медленно протекающих процессов (по сравнению со средним временем генерации) интегральные уравнения сводятся к дифференциальным. Описан способ решения интегральных уравнений N -зонной кинетики (список лит. - II назв.).

УДК 621.039.514

ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ КИНЕТИКИ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ ЖЕСТКО-УСТОЙЧИВЫМИ МЕТОДАМИ ГИРА/В.Х.Хоружий, А.С.Коселев, В.Ф.Колесов//ВАНТ.Сер.Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1989. Вып. I. С. 8-14.

Описан алгоритм численного решения дифференциальных уравнений точечной кинетики импульсного ядерного реактора с автоматическим выбором шага счета на основе жестко-устойчивых методов Гира.

Рассмотрены вопросы формирования импульса делений в реакторе с существенно инерционным гашением реактивности в условиях линейного ввода реактивности при наличии сильного источника нейтронов (табл. 3, рис. 4, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.3

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ СФЕРИЧЕСКОЙ ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЫ/А.И.Абакумов, А.С.Дубовкин, А.В.Певницкий, А.П.Толочко, В.П.Соловьев, Д.В.Страхов, Ю.Г.Широв, А.А.Учаев//ВАНТ.Сер.Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1989. Вып. I. С. 15-19.

При использовании численной методики, основанной на теории оболочек типа Тимошенко, рассматривается реакция сферической взрывной камеры. Настройка расчетной модели для описания поведения конкретной взрывной камеры с учетом динамической потери устойчивости осуществляется с помощью спектрального анализа. В качестве параметра настройки радиальной частоты служит радиус сферической поверхности, а для спектра изгибных частот - толщина оболочки. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными (табл. I, рис. 4, список лит. - 12 назв.).

УДК 624.074.4:678

О СТАБИЛЬНОСТИ НЕКОТОРЫХ КРИТЕРИЕВ ПРОЧНОСТИ СТЕКЛОПЛАСТИКОВЫХ ТРУБ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ/О.С.Вороцова, М.А.Сырунин, А.Г.Федоренко, В.И.Цыпкин, Н.А.Билик, А.Г.Иванов//ВАНТ.Сер.Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1989. Вып. I. С. 20-23.

Приведены результаты исследования коэффициентов вариации предельной деформации, предельной нагрузки и характера разрушения цилиндрических оболочек из стеклопластика и стали 20 при импульсном нагружении продуктами взрыва в воздушной среде заряда сферической формы из химического ВВ, установленного в геометрическом центре. Для оценок коэффициентов вариации применены методы фидуциальных вероятностей и Брюстона. Показано, что в условиях экстремальных импульсных нагрузок стеклопластиковые оболочки обладают более высокой, чем при статическом нагружении, прочностью по критерию предельной деформации и достаточной стабильностью этого критерия (табл. 3, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.4:620.171.3

ПРОЧНОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ (Обзор)/А.П.Большаков, С.А.Новиков, В.А.Синицын//ВАНТ.Сер.Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1989. Вып. I. С. 24-46.

Представлены краткий обзор динамических методов испытаний и экспериментальные результаты исследования для ряда конструкционных материалов. Дана характеристика разработанного авторами взрывного малогабаритного устройства на основе метода составного стержня Голкинсона, и проведен анализ применимости данного метода испытаний при скоростях деформации 10^1-10^4 с⁻¹. Установлены деформационно-прочностные зависимости металлических (ст.36НХТЮ, сплав АМГ6, медь М1, порошковые материалы СЛХ18Н9Т, СПЗ6КНМ) и полимерных (компаунды СКТН, виксинт ПК-68, ПДИ-ЗАК и др.) материалов от скорости деформации. Определена динамическая прочность сварных (электронным лучом) и клеевых (КЗ00-61, ЭД-20, ВК-9, циакрин Э0) соединений металлических материалов (титан, медь, сталь 3, сплав АМГ6) (табл. 6, рис.15, список лит. - 62 назв.).

УДК 621.039.51

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БИПР И СФЕРИЧЕСКОЙ КРИТИЧЕСКОЙ СБОРКИ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО УРАНА/М.И.Кувшинов, П.Ф.Чередник, И.Г.Смирнов, В.Н.Богданов // ВАНТ. Сер.Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1989. Вып. I. С. 47-55.

С помощью метрологически аттестованной камеры деления и делительных образцов из урана измерено распределение делений по объему АЗ импульсного реактора БИПР и сферической критической сборки из металлического урана (обогащение по ²³⁵U - 90%). С использованием трех методов (калиброванного нейтронного источника, коррелированных совпадений и интегрирования распределения плотности делений по АЗ) определено полное число делений в АЗ названных установок. Результаты измерений, выполненных разными методами, хорошо согласуются между собой (рис.1, табл.7, список лит. - 8 назв.).

Цена 1 р. 10 к.

Индекс 3646

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

1989, вып. 1, 1—56

1386-89