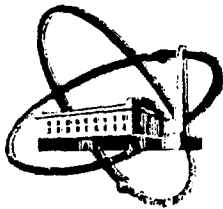


5U8709555

ФЭИ-1821



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*М. Я. ХМЕЛЕВСКИЙ, Е. И. МАЛАХОВА, Т. П. КЛИМАКОВА,
П. С. ДОЛМАТОВ*

**Математическое моделирование больших
деформаций в полом сердечнике
цилиндрического твэла**

ОБНИНСК — 1986

УДК 621.039.5

М. Я. Хмелевский, Е. И. Малахова, Т. Н. Климакова, П. С. Долматов,

Математическое моделирование больших деформаций в полом сердечнике цилиндрического твэла.
ФЭИ-1821. Обнинск: ФЭИ, 1986. — 12 с.

Работа посвящена математическому моделированию больших деформаций, возникающих при распухании полого цилиндрического сердечника твэла, заключенного в жесткую оболочку. На основе теории конечных деформаций рассмотрено напряженно-деформированное состояние делящегося материала, свободное распухание которого описывается в рамках модели сферических газовых пор.

Получена система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих значительное формоизменение («затекание») внутренней полости цилиндра из делящегося материала при его стесненном распухании в жесткой оболочке. Приведены результаты численного интегрирования и аналитические решения полученных дифференциальных уравнений для широкого спектра значений параметров модели.



— Физико-энергетический институт (ФЭИ), 1986 г.

ВВЕДЕНИЕ

Расчетное определение кинетики формоизменения твэлов представляет большой практический интерес, поскольку этот фактор в значительной степени влияет на работоспособность твэла и лимитирует ресурс всей ЯЭУ. В круговых цилиндрических твэлах интенсивность формоизменения зависит от характера контакта топливного сердечника и оболочки, соотношения их жесткостей, а также от нагружающих факторов. В условиях стационарной эксплуатации твэла важнейшим нагружающим фактором является увеличение объема топливного сердечника за счет накопления в нем твердых и газовых продуктов деления (ГПД), т.е. радиационное распухание в условиях развитой ползучести материала топлива.

В процессе эксплуатации деформации топлива могут достигать значительных величин ($> 10\%$) как при свободном распухании сердечника, так и при его контакте с оболочкой твэла, стесняющей процесс распухания. Если жесткость оболочки значительно превышает жесткость сердечника, а такие условия, как правило, реализуются при достаточно вязком топливе и наличии в нем внутреннего отверстия, — в процессе работы твэла происходит "затекание" внутренней полости. Значительная податливость полого сердечника обусловлена главным образом возможностью локализации объемных деформаций внутри центрального отверстия. При развитой ползучести сердечника оболочка как бы обжимает его, заставляя заполнять центральную полость.

Уровень деформаций внутренней поверхности сердечника при полном "затекании" полости составляет ∞ . Следовательно моделирование напряженно-деформированного состояния (НДС) твэла необходимо основывать на теории конечных (больших) деформаций.

До тех пор, пока оболочка имеет возможность осаживать сердечник "внутрь", придавая ему значительные деформации, в ней самый уровень деформаций будет пренебрежимо малым ($\sim 10^{-2}\%$). Однако, после того как для сердечника исчезнет возможность "течь" во внутреннюю полость и он станет практически сплошным, его распухание пойдет "наружу", резко нагружая оболочку. При этом значительно возрастает как скорость деформирования оболочки, так и уровень напряжений в ней. Соответственно увеличивается вероятность разгерметизации твэла.

В настоящее время моделирование распухания многих делящихся композиций (дисперсионное, металлическое топливо) осуществляется на основе концепции сферических газовых пор [1,3]. Предполагается, что атомы ГПД мигрируют в закрытые поры и накапливаются там, создавая давление на поверхность поры. Под действием этого давления материал, окружающий пору, деформируется и размер поры увеличивается.

Определение распухания на основе СГП требует знания свойств ползучести топлива, выхода ГПД в закрытые поры и сводится к задаче расчета упруго-вязкого деформирования топливного материала при наличии в нем множества расширяющихся пор [1]. Моделируется кинетика геометрических параметров вязкой толстостенной сферы, нагруженной меняющимся во времени внутренним и внешним давлениями. Специфика рассматриваемой задачи заключается в том, что существует связь (в виде уравнения Клапейрона) между внутренним давлением и деформациями (внутренним радиусом) сферы, материал которой, в то же время, непрерывно увеличивает свой объем (со скоростью $\dot{\epsilon}_v$).

Моделирование больших деформаций распухающего материала будем производить с использованием координат Эйлера [4]. В этом случае уравнения равновесия сохраняют (для больших деформаций) свою классическую форму и силовые граничные условия имеют простой вид. Уравнения сплошности в переменных Эйлера можно записать, рассматривая большую деформацию как результат последовательных малых деформаций. Поскольку такой переход происходит во времени, необходимо оперировать со скоростями деформаций.

I. БОЛЬШИЕ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛОЙ СФЕРЫ ИЗ ИЗОТРОПНОГО ДЕЛЯЩЕГОСЯ МАТЕРИАЛА В УСЛОВИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ

Рассмотрим кинетику НДС полой толстостенной сферы, нагруженной изменяющимся во времени внутренним (p_1) и наружным (p_2) давлениями при постоянной температуре (T).

Зададим исходную пористость сферы $\alpha_0 = R_{i0}^3 / R_{e0}^3$, где R_{i0} , R_{e0} - исходные внутренний и наружный радиусы см. (Текущее значе-

ние пористости $\mathcal{K}(t) = R_1^3(t)/R_2^3(t)$. Принимая во внимание тот факт, что для развитой стадии ползучести необратимые деформации намного больше, чем упругие, будем учитывать вклад только криповых ($\dot{\epsilon}^{cr}$) и объемно-изотропных составляющих деформаций ($\dot{\epsilon}_v$).

Исходные соотношения между параметрами НДС:

а) Зависимости для скоростей изменения деформаций (с учетом центральной симметрии в сферической системе координат Эйлера $\varphi = \theta$)

$$\dot{\epsilon}_z = \dot{\epsilon}_z^{cr} + \dot{\epsilon}_v/3, \quad (z, \theta); \quad (I)$$

Согласно теории течения и учитывая $\sigma_\theta = \sigma_\varphi$, -

$$\dot{\epsilon}_z^{cr} = (\sigma_z - \sigma_\theta)/\sigma_i \cdot \dot{\epsilon}_i; \quad \dot{\epsilon}_\theta^{cr} = (\sigma_\theta - \sigma_z)/\sigma_i \cdot \dot{\epsilon}_i; \quad (I.a)$$

$$\dot{\epsilon}_i = B(\tau) \sigma_i^v; \quad \sigma_i = |\sigma_\theta - \sigma_z|. \quad (I.b)$$

б) Геометрические соотношения (\dot{u} - скорость радиального перемещения):

$$\dot{\epsilon}_z = \frac{d\dot{u}}{dz}; \quad \dot{\epsilon}_\theta = \frac{\dot{u}}{z}; \quad \dot{\epsilon}_\theta = \dot{\epsilon}_\varphi. \quad (2)$$

в) Дифференциальное уравнение равновесия

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 2 \frac{\sigma_\theta - \sigma_z}{z} \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\sigma_z(R_1) = -P_1; \quad \sigma_z(R_2) = -P_2. \quad (3.a)$$

г) Уравнение состояния ГД во внутренней полости сферы

$$P_1(t) V_{in}(t) = \frac{m(t)}{\mu(t)} R_c T, \quad (4)$$

где

$m(t)$, $\mu(t)$ - масса и молекулярная масса ГД; R_c - универсальная газовая постоянная. (4.a)

Зависимости (I)-(4) позволяют получить в явном виде уравнения, описывающие скорости изменения геометрии и параметров НДС сферы. После преобразований с использованием условия несжимаемости материала ($\dot{\epsilon}_z + 2\dot{\epsilon}_\theta = \dot{\epsilon}_v$) находим

$$\sigma_z(z,t) = \frac{(R_1(t)/z)^{3\nu} (P_1(t) - P_2(t)) - P_1 \mathcal{K}^{1/\nu}(t) + P_2(t)}{1 - \mathcal{K}^{1/\nu}(t)}; \quad (5)$$

$$\sigma_\theta(z,t) = \frac{P_1(t) [(R_1(t)/z)^{3\nu} (1 + 1.5\nu) - \mathcal{K}^{1/\nu}] - P_2 [(R_1(t)/z)^{3\nu} (1 + 1.5\nu) - 1]}{1 - \mathcal{K}^{1/\nu}(t)}$$

Из (2) имеем уравнения, описывающие кинетику радиусов (для безразмерных величин: $\varphi_j(t) = R_j(t)/R_{j0}$; $\varphi_2(t) = R_2(t)/R_{10}$):

$$\dot{R}_j(t) = \dot{\varepsilon}_\theta(R_j) \cdot R_j = \frac{d}{dt} \alpha_j \varphi_j = \dot{\varepsilon}_v / \beta + \frac{D(t)}{\varphi_j^3 R_{j0}^3}; \quad j=1,2; \quad (6)$$

где $D(t) = \frac{\beta}{2} \zeta |P_1 - P_2|^\nu \operatorname{sgn}(P_1 - P_2) \frac{R_2^3(t)}{t_0^{1/\nu} - 1}$; $\zeta = 1.5^\nu \bar{\nu}^\nu$. (6a)

Откуда с учетом начальных условий. $\varphi_{10} = 1$; $\varphi_{20} = \alpha_0^{-1/\beta}$, -

$$\varphi_2^3 - \varphi_1^3 = \varphi(t) \equiv \frac{1 - \alpha_0}{\alpha_0} e^{\dot{\varepsilon}_v t} \quad (7)$$

или $V(t) = V(0) e^{\dot{\varepsilon}_v t}$, - (7a)

получаем уравнение, описывающее кинетику объема материала сферы в процессе деформирования. Из (7) имеем

$$\varphi_1^3 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \varphi(t); \quad \varphi_2^3 = \frac{1}{1 - \alpha_0} \varphi(t) \quad (8)$$

и, определяя распухание $S(t)$ как относительное изменение полного объема, занимаемого сферой [1], находим:

$$S(t) = (\varphi_2^3(t) - \varphi_{20}^3) / \varphi_{20}^3 = \alpha_0 \varphi_2^3(t) - 1 = \frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha_0} e^{\dot{\varepsilon}_v t} - 1. \quad (9)$$

Уравнения (6) и (6a) позволяют определить кинетику пористости сферы $\chi(t)$ - основной функции модели СГП, посредством которой задаются все остальные параметры (см. (7), (8), (9), (5)).

С учетом закона (4): $p_1(t) \varphi_1^3(t) = a(t)$, где $a(t)$ - эмпирическая функция, определяющая скорость накопления ГЦД в порах, имеем

$$\frac{d\chi(t)}{dt} = 1.5 \beta \zeta \frac{\alpha_0(1 - \alpha_0)}{(1 - \alpha_0^{1/\beta})^\nu} \left| \frac{a(t)(1 - \alpha_0)}{\alpha_0 \varphi(t)} - P_2(t) \right|^{\nu-1} \left(\frac{a(t)(1 - \alpha_0)}{\alpha_0 \varphi(t)} - P_2 \right); \quad (10)$$

$\chi(0) = \alpha_0$.

Полученная путем численного интегрирования обыкновенного дифференциального уравнения (ОДУ) функция $\chi(t)$ позволяет по формулам (5)-(9) определять кинетику НДС вязкой полый сферы из делящегося материала, т.е. рассчитывать распухание делящихся материалов в рамках модели СГП. Представляет определенный интерес аналитический интеграл уравнения (10) для частного случая $\nu=1$. При этом

$$\dot{\chi}(t) + f(t)\chi(t) = g(t); \quad \chi(0) = \alpha_0, \quad (11)$$

где $f(t) = \frac{9\beta}{4} \left[\frac{a(t)}{\varphi(t)} + P_2(t) \right]; \quad g(t) = \frac{9\beta}{4} \frac{a(t)}{\varphi(t)},$

и $\chi(t) = e^{-F(t)} \left(\alpha_0 + \int_0^t g(\tau) e^{F(\tau)} d\tau \right); \quad (12)$

при $F(t) = \int_0^t f(\tau) d\tau = \frac{9\beta}{4} \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \left[\frac{1}{\alpha_0} (1 - e^{-\dot{\varepsilon}_v t}) - t e^{\dot{\varepsilon}_v t} \right] + \frac{9\beta}{4} P_2 t;$

при $P_2 = \text{const}; \quad a(t) = a \cdot t.$

2. ДЕФОРМИРОВАНИЕ ПОЛОГО СЕРДЕЧНИКА ТВЭЛА

В соответствии с рассмотренной в разделе I моделью СГП основными факторами, определяющими набухание делящегося материала являются его параметры ползучести и скорости накопления твердых и газовых продуктов деления. Эти величины, в свою очередь, суть функции температуры (за исключением $\dot{\epsilon}_v$), поэтому в неравномерных температурных полях свободное набухание материала также будет неравномерным.

В условиях совместного деформирования растущего топлива и оболочки ТВЭла неравномерность набухания обуславливается еще и стеснением деформаций сердечника жесткой оболочкой, что приводит к неоднородному по объему полю напряжений. Это сильно усложняет расчетную модель стесненного набухания топлива в цилиндрическом ТВЭле, однако возникающие трудности имеют чисто технический характер. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать стесненное набухание полого сердечника, предполагая малыми градиенты температуры и напряжений по радиусу. Набухание при этом можно полагать примерно однородным, что позволит сделать модель более наглядной и простой и не повлечет качественных изменений результатов.

Итак, рассматривается стержневой цилиндрический ТВЭЛ с полым топливным сердечником и стальной оболочкой. Будем полагать, что жесткость оболочки значительно превышает жесткость топлива, благодаря его более высокой ползучести при рабочих температурах и, что главное, благодаря наличию центральной полости. Характер деформирования сердечника жесткой оболочкой описан во введении. Будем рассматривать здесь лишь первую стадию — вплоть до полного "затекания" внутренней полости.

Набухание топлива определяем согласно уравнениям раздела I. Решается совместная задача [I] о вязком набухании сферических ячеек, нагруженных внутренним (P_1) и наружным (P_2) давлениями и скоростью объемного изменения ($\dot{\epsilon}_v$) ("микрзадача") а также задача о деформировании вязкого полого сердечника ТВЭла, нагруженного объемным расширением $S(t)$ ("макрзадача"). Внутренняя поверхность сердечника $R_1(t)$ свободна, наружная R_2 — жестко фиксирована (абсолютно жесткая оболочка).

Внешнее давление на сферическую ячейку в "микрозадаче" считается равномерным и равным компонентам шарового тензора "макронапряжений" (из "макрозадачи"). Цилиндрический сердечник достаточно длинный, так что осевые градиенты температуры и плотности делений не велики и можно независимо рассматривать отдельные сечения сердечника (вдали от торцов).

Исходные соотношения для параметров НДС макрозадачи аналогичны (1)-(3) с точностью до системы координат: здесь - цилиндрические координаты Эйлера. Граничные условия (3а) принимают вид

$$\sigma_z(R_1) = 0 ; \quad \dot{u}(R_2) = 0 \quad (13)$$

и добавляется уравнение осевого равновесия сечения

$$\int_{R_1}^{R_2} \sigma_x(z) z dz = 0 \quad (14)$$

В уравнение (1) $\dot{\epsilon}_v$ должно быть заменено на \dot{S} , которое в соответствии с (9) имеет вид:

$$\dot{S} = \frac{1 - \pi_0}{(1 - \pi)^2} e^{\dot{\epsilon}_v t} \cdot [\dot{\epsilon}_v (1 - \pi) + \dot{\pi}] \quad (15)$$

Выполняя ряд преобразований (с использованием уравнения несжимаемости), получаем выражения для напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma_z(z_0) &= \left(\frac{2}{3B} \right)^{1/\nu} \left[\frac{\dot{S} S_{gnD}}{f_v(\pi) - 1.5} \right]^{1/\nu} \left(\frac{R_2}{z_0} \right)^{1/\nu} ; \\ \sigma_r(z_0) &= \frac{1}{2} S_{gnD} [\sigma_z(R_1) - \sigma_z(z_0)] ; \\ \sigma_\theta(z_0) &= \sigma_z(z_0) + \sigma_r(z_0) S_{gnD} ; \\ \sigma_x(z_0) &= \sigma_z(z_0) + \sigma_r(z_0) S_{gnD} (0.5 + f_v(\pi) z_0^2 / R_2^2) ; \\ p_z(z_0) &= -1/3 (\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_x) . \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $R_1 < z_0 < R_2$, z_0 - некоторая средняя точка радиуса,

$$D = \frac{R_2^2}{2} \frac{\dot{S}}{f_v(\pi) - 1.5} ; \quad (17)$$

$$\dot{\epsilon}_x = (1 + 1 / (f_v(\pi) - 1.5)) ; \quad (18)$$

$$f_v(\pi) = \frac{2\nu - 1}{2} \cdot \frac{1 - \pi^{4\nu}}{\pi^2 - \pi^{4\nu}} ; \quad (19)$$

$\Pi(t) = R_1^2(t) / R_2^2$ - "макропористость" сердечника, \dot{S} - из (15).

Найдём уравнение, описывающее кинетику "макропористости". По аналогии с (6), ($\varphi_1 = R_1(t) / R_{10}$):

$$\frac{d}{dt} \ln \Pi_1 = \frac{1}{2} (\dot{S} - \dot{\epsilon}_x) + \frac{D}{R_2^2} \quad (20)$$

Откуда с учётом (16), (17) и $R_2 = \text{const}$

$$\frac{d\Pi}{dt} = \frac{1 - \Pi}{f_v(\Pi) - 1,5} \cdot \dot{s} ; \Pi(0) = \Pi_0 . \quad (21)$$

Дифференциальное уравнение (21) в общем случае должно интегрироваться численно, в результате чего определяется кинетика "затекания" внутренней полости цилиндра в процессе его стеснённого распухания. "Макропористость" $\Pi(t)$ полностью определяет и НДС цилиндра в соответствии с (16)-(19).

Для частного случая $\nu = 1$ уравнение (21) интегрируется аналитически:

$$\frac{(\Pi(t) - 1)^4}{\Pi(t)} = \frac{(\Pi_0 - 1)^4}{\Pi_0} e^{\xi_v t} , \text{рис. I.}$$

Виден асимптотический характер "макропористости" при $t \rightarrow \infty$, т.е. в рассматриваемой модели внутренний радиус сердечника мо-

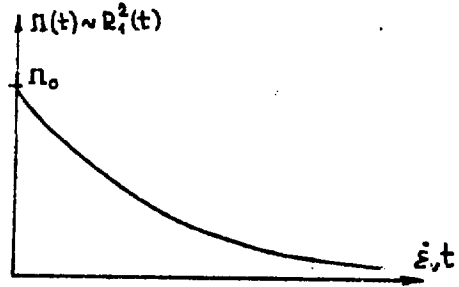


Рис. I.

жет быть сколь угодно малым, никогда не достигая нуля. На практике, естественно, это не реализуется в силу различных фазмудующих факторов, главным образом из-за отклонений геометрических параметров твэла от идеально цилиндрических а также из-за приближённого характера модели СПП. Тем не менее можно считать, что для не слишком малых значений "макропористости" $\Pi \gg 0,05 \Pi_0$, $\Pi_0 \gg 0,01$ её кинетика в первом приближении подчиняется уравнению (21) и при достижении ею указанного предельного значения сердечник может рассматриваться как сплошной.

Полученные ОДУ (10) и (21), определяющие кинетику "микро" и "макропористости" в соответствующих задачах, связаны между собой функциями $S(\xi)$ (9) и P_2 (16). В общем случае система ОДУ и сопутствующих уравнений должна интегрироваться численно.

3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЁТ ФОРМОИЗМЕНЕНИЯ ТВЭЛА. "ЗАТЕКАНИЕ" ВНУТРЕННЕЙ ПОЛОСТИ СЕРДЕЧНИКА.

Для численного интегрирования дифференциальных уравнений (10) и (21), связывающих "микро" и "макропористость" сердечника, была написана на ФОРТРАНЕ для ЕС-1060 программа "COLLAPSE", использу-

щая процедуру Хеминга [5,6], которая является наиболее устойчивой схемой из группы методов "предиктор-корректор". Для разгона схемы Хеминга использовался метод Рунге-Кутты пятого порядка.

Необходимость применения весьма сложной процедуры численного интегрирования обусловлена свойством жёсткости и нелинейностью системы ОДУ (10), (21): в процессе решения производные изменяются на 6-10 порядков.

Численное интегрирование по программе "COLLAPS" позволило установить закономерности и дать количественные оценки кинетики стеснённого деформирования полого распухающего цилиндра для различных значений параметров процесса: $\dot{\epsilon}_v \in (10^{-5}; 10^{-3} \text{ I/час})$; $V=1; 10^{-2}$; функция $a(t) = a \cdot t$, $a = 10^{-3}; 3 \cdot 10^{-4}; 0, \text{ I/час}$; $\nu = 5,7$; $\mu_0 = \mu_\infty = 0,1$. Параметры ползучести закона (16) B, ν взяты в соответствии с характерными скоростями ползучести металлического топлива [2].

На рис. 3а,б,в представлены расчётные зависимости $\Pi(t)$, $\chi(t)$, $S(t)$ при $V=1$; $\nu = 5,7$ и для различных скоростей объёмного изменения ($\dot{\epsilon}_v < 10^{-5}; = 10^{-4}; 5 \cdot 10^{-3} \text{ I/час}$) и выхода ГПД в поры ($a = 0; 3 \cdot 10^{-4}; 10^{-3} \text{ I/час}$). На рис. 2а,б,в,г функции Π , χ , δ и P_1 показаны для фиксированного $a = 3 \cdot 10^{-4} \text{ I/час}$, но при различных скоростях ползучести ($V=1; 0,01$) и $\dot{\epsilon}_v$. Видно, что "затекание" полости $\Pi(t)$ существенно зависит от значений варьируемых параметров: чем больше давление ГПД в порах и (или) скорость объёмных изменений материала, тем интенсивнее уменьшается радиус полости. С другой стороны, имеет место порог чувствительности к параметру $\dot{\epsilon}_v$: для всех его значений $\dot{\epsilon}_v < 10^{-5} \text{ I/час}$ (при данном уровне ползучести) результаты расчётов практически совпадают. Этот факт объясняется экспоненциальной зависимостью модели от $\dot{\epsilon}_v$: при $\dot{\epsilon}_v < 10^{-5} \text{ I/час}$ и $t < 10^4 \text{ час}$ $e^{\dot{\epsilon}_v t} \sim 1$.

Время полного "затекания" полости изменяется в широком диапазоне: от $t_n \sim 10^3$ часов до $\sim 2 \cdot 10^4$ часов. Для $a = 3 \cdot 10^{-4} \text{ I/час}$ и $V=1$ (к моменту полного "затекания" полости давление в порах $P_1 \sim 100 \text{ атм.}$) $t_n \approx 5 \cdot 10^3$ часов. Уменьшение скорости ползучести на 2 порядка приводит к увеличению вдвое времени "затекания", рис. 2а. Важно отметить, что полное "затекание" полости происходит лишь при больших уровнях распухания, рис. 2в, 3в, $\sim 15-20\%$, что вообще говоря, не тривиально, т.к. большие деформации в "макрозадаче" в принципе могли бы реализоваться только за счёт ползучести без значительного

изменения "микропористости" $\bar{\alpha}(t)$.

Из рис.3б видно, что кинетика $\bar{\alpha}(t)$ может быть самой разнообразной. Однако, как показали расчёты, характерной чертой здесь является тенденция к стабилизации на некотором уровне $0 < \bar{\alpha} < 1$. Такую же тенденцию к стабилизации обнаруживает функция $P_I(t)$, рис.2г, что объясняется увеличением скорости ползучести материала сердечника под давлением и увеличением размеров поры.

Полученные численно функции $P(t)$ для разных значений параметров модели позволяют оценить зависимость времени полного "затекания" полости от указанных параметров: $t_n(\dot{\epsilon}_v, a, b)$, рис.4. Хорошо видна резкая тенденция к насыщению при малых $\dot{\epsilon}_v$, причём для всех кривых перегиб начинается практически "одновременно" - при $\dot{\epsilon}_v < 10^{-4}$ I/час. Важным представляется также очень резкое уменьшение t_n при $\dot{\epsilon}_v > 10^{-4}$, - при $\dot{\epsilon}_v \rightarrow 10^{-3}$ I/час все кривые сливаются в одну вне зависимости от значений остальных параметров. Здесь, однако, необходимо помнить о границах применимости гипотезы об абсолютно жёсткой оболочке.

В заключение отметим, что разработанный метод оценки больших деформаций при стеснённом распухании полого цилиндра а также численная реализация модели (программа "COLLAPS") позволяют производить расчёт ресурса конкретных твэлов, поскольку длительность безопасной работы твэла (оболочка мало нагружена) определяется почти исключительно временем полного "затекания" внутренней полости сердечника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дихачёв Д.И., Пупко В.Я. Прочность тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. М.:Атомиздат, 1975.
2. Сокурский Д.Н. Уран и его сплавы. М.:Атомиздат, 1971.
3. Тутнов А.А., Ткачёв В.В. Методы математического моделирования распухания и газовыделения топливных материалов твэлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомное материаловедение, 1978, вып.2(2), с.19.
4. Смирнов-Аляев Г.А. Сопротивление материалов пластическому деформированию. Л.:Машиностроение, 1978.
5. Kendall E., Atkinson. An introduction to numerical analysis, by John Wiley & Sons Inc., 1978.
6. Balston A. A first course in numerical analysis, McGraw-Hill, New-York, 1965.

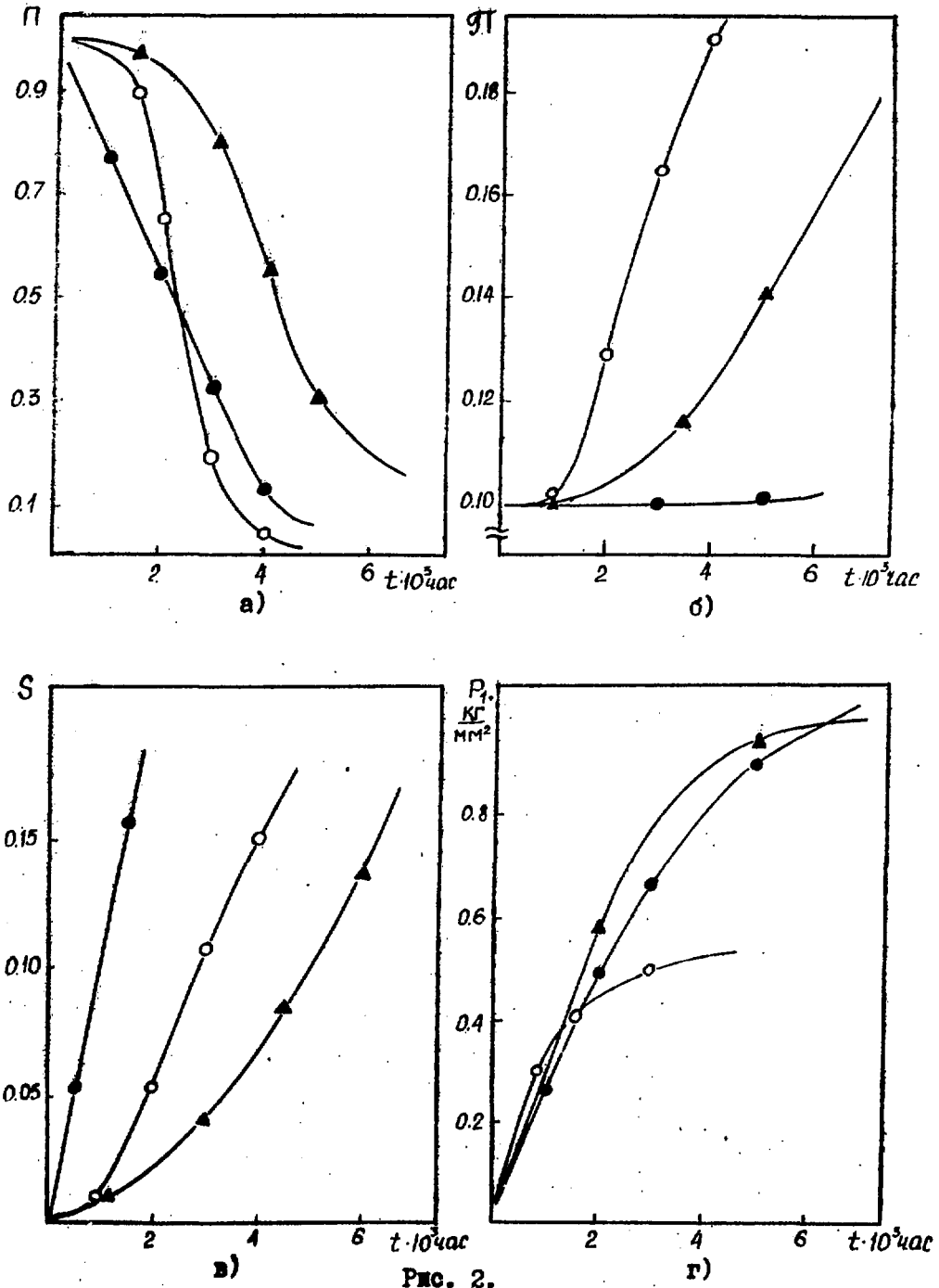


Рис. 2.

Расчетные функции $\Pi(t)$, (а); $\gamma \Pi(t)$, (б); $S(t)$, (в) и $P_I(t)$, (г) для $a=3 \cdot 10^{-4} \text{ час}^{-1}$; \circ — $B=1$, $\dot{\epsilon}_v=10^{-6} \text{ час}^{-1}$; \blacktriangle — $B=10$, $\dot{\epsilon}_v=10^{-5} \text{ час}^{-1}$; \square — $B=10^2$, $\dot{\epsilon}_v=10^{-4} \text{ час}^{-1}$.

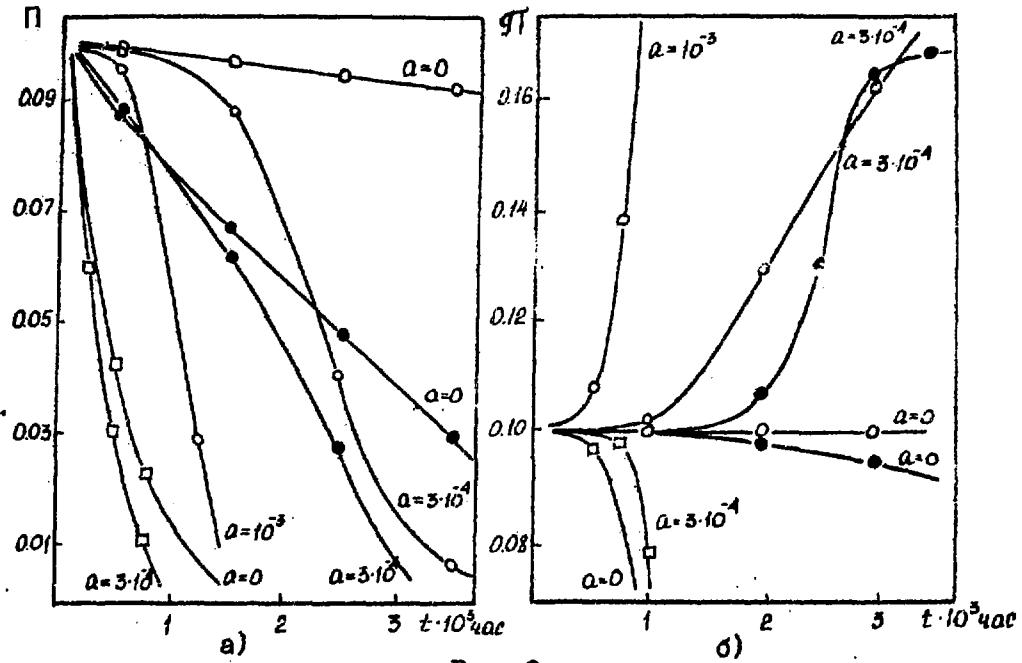


Рис. 3.
 Расчетные функции $\Pi(t)$, (а), $\xi(t)$, (б) и $S(t)$, (в) для $V=1$; $\nu=5, 7$;
 —○— $\epsilon_v = 10^3$ час⁻¹; —●— $\epsilon_v = 10^4$ I/час; —□— $\epsilon_v = 5 \cdot 10^4$ I/час.

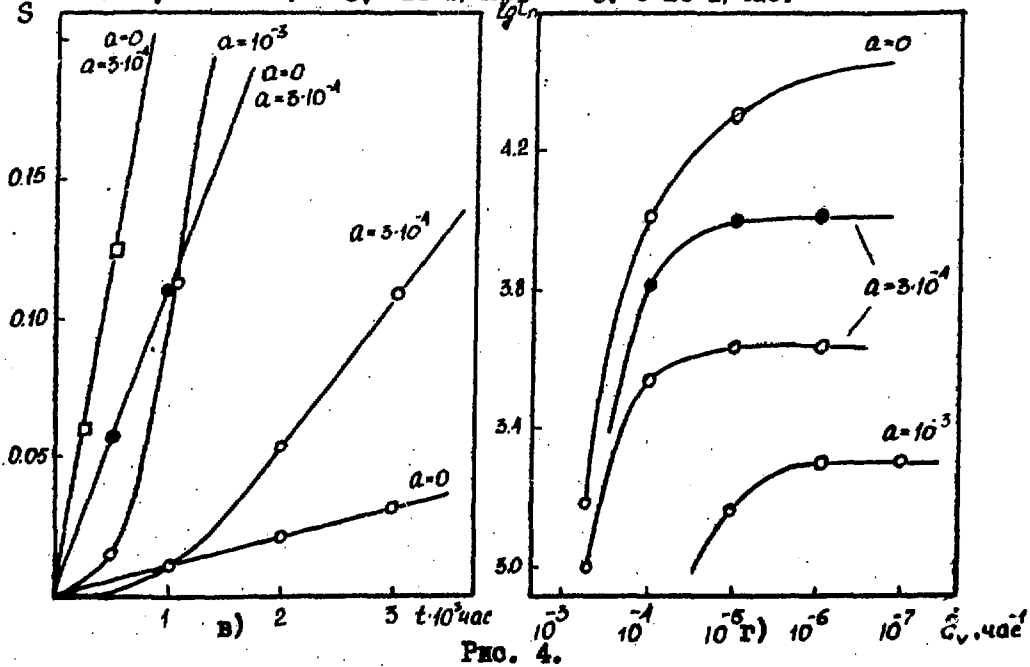


Рис. 4.
 Зависимость времени полного "затекания" внутренней полости сердечника от скорости объемного изменения, пористости материала и темпа накопления ИЦД в порах; —●— $V=0.01$; —○— $V=1$.

Технический редактор Н.П.Герасимова

Подписано к печати 27.II.1986 г. Т-23936 Бумага № 1
Формат 60x90 1/16 Усл. п. л. 0,75 Уч.-изд. л. 0,5 Тираж 90 экз.
Цена 8 коп. Индекс 3624 4ЭИ-1821

Отпечатано на ротапринтере.

249020, г.Обнинск, Калужская обл., 4ЭИ

8 коп.

Индекс 3624

**Математическое моделирование больших деформаций в по-
лом сердечнике цилиндрического твэла.
ФЭИ-1821, 1986, 1-12.**