

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

На правах рукописи

ВОРОБЬЁВ ЕГОР ЕВГЕНЬЕВИЧ

КИНЕТИКА ПОЛЗУЧЕСТИ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЦИРКОНИЕВЫХ ТРУБ
ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор
Никулин С.А.

Научный консультант:
доктор технических наук,
Маркелов В.А.

Москва 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение. Общая характеристика работы	2
Глава 1. Ползучесть оболочек твэл под гидростатическим давлением (аналитический обзор)	11
1.1. Условия эксплуатации оболочки твэл	11
1.2 Ползучесть при одноосном растяжении	14
1.3 Особенности трубы	17
1.4 Неустойчивость трубы	20
1.5 Ползучесть труб	22
Глава 2. Материал и методика исследований	25
2.1 Материал	25
2.2 Образцы	25
2.3 Измерения	26
2.4 Герметизация	30
2.5 Испытания под внутренним давлением	33
2.6 Испытания под наружным давлением	34
2.7 Анализ диаграмм ползучести	35
Глава 3. Кинетика ползучести тонкостенных труб под давлением	40
3.1 Силы и моменты в трубе под давлением	40
3.2 Геометрия контура трубы	41
3.3 Уравнения равновесия	41
3.4 Деформация ползучести труб под давлением	45
3.5 Изменение большого диаметра от наружного давления	52
Глава 4. Результаты испытаний	53
4.1 Внутреннее давление	53

4.2 Наружное давление	60
Глава 5. Обсуждение результатов	68
Выводы	76
Список используемых источников.....	78

ВВЕДЕНИЕ. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

В ядерных энергетических реакторах в тепловыделяющей сборке (ТВС) жёсткий каркас несёт тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ) – тонкие циркониевые трубы с топливным столбом-сердечником из таблеток диоксида урана [1]. Это коренное звено активной зоны реактора, где происходит деление ядер и выделение тепловой энергии. Герметичность и размерная стабильность ТВЭЛ – основной критерий работоспособности ТВС реактора, и её нарушение может повлечь за собой радиационные аварии разного уровня опасности.

Оболочка ТВЭЛ отечественных и зарубежных реакторов типа ВВЭР при нормальных условиях эксплуатации работает при температуре 350–380 °С, и первую половину срока эксплуатации подвержена действию наружного гидростатического давления ~ 16 МПа водяного теплоносителя первого контура [2]. Примерно через 3 года эксплуатации происходит посадка оболочки ТВЭЛ на топливный сердечник, и с этих пор до конца эксплуатации (~ 6 лет) внутреннее давление распухающего топливного столба перевешивает наружное давление теплоносителя на оболочку ТВЭЛ [3].

Давление вызывает ползучесть – малую и медленную пластическую деформацию при средневысоких температурах и напряжениях ниже предела текучести [4]. Традиционно ресурс работы оболочечных труб ТВЭЛ прогнозируют при ползучести под внутренним давлением – по медленному увеличению диаметра и сжатию стенки трубы [5–12]. Чаще всего такие испытания сопоставительные [5,8,11]. Однако ресурс ТВС иногда ограничен «нештатной» местной деформацией одного из ТВЭЛ под наружным давлением: образованием резких гофров над фасками таблеток, сплющиванием оболочки (вплоть до соприкосновения сторон) в месте повреждения и несплошности топливного столба [13].

Замена внутреннего давления наружным не сводится к замене растяжения стенки на сжатие. Сплющивание (и гофры) – это пластическая неустойчивость и большой изгиб оболочки переменной овальности, который из уравнений

ползучести при сжатии кольца не следует [14]. Известны решения для ползучести только при слабой овальности. Их экстраполяция на порядки вперёд прогнозировала время до сплющивания оптимистически – много дольше ресурса в эксплуатации [14].

Необходимо было получить общее решение задачи теории ползучести о совместном изменении формы и размеров трубы любой овальности. Такое решение сопоставляло бы ползучесть под внутренним давлением, под наружным и при стандартном одноосном растяжении, а по любому из них давало бы прогноз сплющивания.

Решение следовало проверить длительными испытаниями оболочек твэл на ползучесть под наружным и под внутренним давлением, во всём диапазоне напряжений и температур, обычном для реакторов типа ВВЭР. В плане эксперимента число и варианты условий испытаний необходимы в том количестве, чтобы сопоставить разные модели ползучести и выбрать из них адекватную.

Испытания оболочек твэл (и вообще труб) под наружным давлением немногочисленны [15–17], так как сложнее методически. И совсем нет работ, сопоставляющих ползучесть одних и тех же труб в одинаковых условиях под внутренним и под наружным давлением. Заданная точность и надёжность потребовали иной техники и плана измерений, а также алгоритмов анализа данных с предельным извлечением информации. Это и поставило цель и задачи настоящего исследования.

Цели и задачи

Целью диссертационной работы является аналитическое решение задачи о формоизменении труб при ползучести под действием гидростатического давления и экспериментальная проверка решения – сериями долговременных испытаний труб из сплавов циркония на ползучесть во всём диапазоне условий эксплуатации оболочек твэл – при температурах 350–380 °С и окружных напряжениях 70–130 МПа (вне облучения).

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1 Постановка и решение задачи о силах и моментах в трубе любой овальности под гидростатическим давлением, о скорости вызываемых ими изменений овальности и длины периметра вследствие ползучести.

2 Отработка методики испытаний труб под гидростатическим давлением, в том числе:

- методов прецизионных измерений овальности и периметра и их неравномерности по длине образца;

- приёмов нахождения и оценки надёжности констант процесса из анализа массива данных как многомерной нелинейной задачи на максимум правдоподобия.

3 Проведение испытаний труб из сплавов циркония для оболочек твэл на ползучесть под внутренним и под наружным давлением во всём диапазоне окружных напряжений и температур эксплуатации твэл;

4 Определение по совокупности полученных экспериментальных данных адекватности построенной модели и её констант; указание способов их использования для прогнозов неустойчивости и сплющивания трубы.

Научная новизна

1 Получены единые уравнения ползучести трубы любой овальности под наружным или внутренним гидростатическим давлением. Из их исследования вытекают, в частности, качественные закономерности процессов:

- для любой исходной конфигурации трубы есть единый путь её эволюции: траектория взаимосвязанных изменений овальности и длины периметра. Температура и напряжения влияют только на скорость движения по этой траектории, а знак давления – на направление движения (наружное давление сплющивает контур, внутреннее – «выправляет» в круг);

- сплющивание при ползучести происходит при много меньших напряжениях, чем упругая потеря устойчивости контура;

- время сплющивания существенно зависит от начальной технологической овальности трубы.

2 Испытания 59 труб из сплавов типа Э110 до 4250 ч во всём диапазоне напряжений и температур эксплуатации твэл показали, что ползучесть под внутренним давлением следует обычному «двухстадийному» закону с переходом в стационарный процесс за время ~ 1000 ч;

3 Системой экспериментов подтверждены основные выводы модели: в одинаковых условиях ползучести скорости удлинения периметра под внутренним и под наружным давлением совпадают. Они определяют скорость изменения овальности под наружным давлением, и эта жёсткая связь не зависит от условий ползучести.

Практическая значимость

1 Отработана методика испытаний труб на ползучесть под наружным гидростатическим давлением, с прецизионными измерениями овальности, периметра, их неравномерности и с предельным извлечением информации из массива данных для описания процесса;

2 Указана возможность прогнозировать время в эксплуатации: до посадки оболочки твэл на топливо и до «нештатного» повреждения оболочки сплющиванием; экспериментально найдены необходимые константы кинетики ползучести;

3 Указана взаимозаменяемость испытаний под наружным и под внутренним давлением и её пределы;

4 Предложено оценивать предел возможного совершенствования структуры за счёт режимов термомеханической обработки – по полной величине деформации в переходном процессе ползучести.

Положения, выносимые на защиту

- изложенное выше научное и прикладное обоснование цели работы; рациональность последовательности задач;

- за счёт полного учёта сил и моментов получено уравнение ползучести под гидростатическим давлением при контуре трубы любой, а не только малой овальности; из его решения вытекают качественные закономерности:

- существует единый путь эволюции контура трубы: изменение овальности и длины периметра жёстко связаны;

- при ползучести неустойчивость контура и сплющивание – пластические (не упругие);

- отработанная методика испытаний труб, точность измерений и приёмы анализа данных достаточно полно и надёжно описывают процессы ползучести под гидростатическим давлением;

- ползучесть под внутренним давлением складывается из переходного и стационарного процесса, которые чётко разделены анализом данных:

- ползучесть под наружным давлением нестационарная, так как складывается из сжатия и изгиба стенки трубы;

- все основные выводы модели подтверждены испытаниями, объём и режимы которых достоверно описывают закономерности ползучести труб из сплавов типа Э110 под давлением при напряжениях и температурах эксплуатации твэл;

- из найденных в эксперименте уравнений ползучести возможен прогноз времени до сплющивания оболочки.

Достоверность и апробация

Достоверность обеспечена адекватными средствами и объёмом измерений, последовательным метрологическим анализом погрешностей и воспроизводимости первичных данных, использованием алгоритмов максимума правдоподобия при анализе моделей, их констант и погрешностей. Показано общее и поэтапное согласие совокупности экспериментов и построенной модели явления.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в постановке целей и задач настоящей работы, разработке модели кинетики ползучести и неустойчивости труб

под давлением, проведении экспериментов с разработкой и отработкой методик испытаний, обработке и анализе результатов исследований.

Автор выражает благодарность наставникам и учителям Никулину С.А., Маркелову В.А. и Штремелю М.А. за руководство и консультации, коллективу отдела разработки циркониевых материалов П-345 и автоклавщикам АО «ВНИИНМ» за помощь в проведении испытаний, родителям, родным, друзьям и Дарье Г. за поддержку.

Публикации

Основное содержание диссертации отражено в следующих публикациях в рецензируемых изданиях:

1 Воробьев Е.Е., Штремель М.А. Особенности прочности объектов низкой размерности // Деформация и разрушение материалов. 2017. № 11. с. 2–15. Vorob'ev E.E., Shtremel' M.A. Strength of low-dimensional objects // Russian Metallurgy (Metally). 2018. v. 2018 (4). p. 303–315.

2 Никулина А.В., Перегуд М.М., Воробьев Е.Е., Хохунова Т.Н. Размерная стабильность конструкционных изделий ТВС ВВЭР-1000 из циркониевого сплава Э-635 // Атомная энергия. 2017. т. 123 (4). с. 197–202. Nikulina A.V., Peregud M.M., Vorob'ev E.E., Khokhunova T.N. Dimensional stability of the structural parts of VVER-1000 FA made of E-635 zirconium alloy // Atomic Energy. 2018. v. 123 (4). p. 235–243.

3 Воробьев Е.Е., Перегуд М.М., Хохунова Т.Н., Милешкина О.Ю., Бекренев С.А., Маркелов В.А., Штремель М.А. Ползучесть труб под наружным давлением // Деформация и разрушение материалов. 2019. № 7. с. 24–37.

4 Воробьев Е.Е., Перегуд М.М., Маркелов В.А., Штремель М.А. Ползучесть труб под внутренним давлением // Деформация и разрушение материалов. 2019. №10. с. 17–30.

Структура и объём работы

Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, выводов, списка использованной литературы. Работа содержит 82 страницы основного текста, 9 таблиц, 34 рисунка. Список используемой литературы включает 52 наименования.

Глава 1. Ползучесть оболочек твэл под гидростатическим давлением (аналитический обзор)

1.1. Условия эксплуатации оболочки твэл

Твэл – цилиндрический стержень с циркониевой оболочечной трубой наружным диаметром 9,1 (ТВС ВВЭР) и 9,5 мм (ТВС-К РWR), внутренним 7,73 (ТВС ВВЭР) и 7,93 (УТВС, ТВСА ВВЭР) и 8,33 мм (ТВС-К РWR) и длиной ~ 4000 мм в зависимости от конструкции ТВС и реактора (Рисунок 1.1) [2]. Твэл герметизируется с помощью заварки хвостовика и нижней заглушки и крепится к конструкции ТВС на нижней несущей решётке. Внутри твэл накачан гелий при давлении ~ 2 МПа, установлены стопкой-столбом ~ 3500 мм двуокись-урановые таблетки с фаской и зазором до внутреннего диаметра оболочки ~ 80 мкм. Топливные таблетки прижимаются пружиной, находящейся в верхней части твэл – газосборника. Друг от друга в ТВС твэлы разделены дистанционирующими решётками.

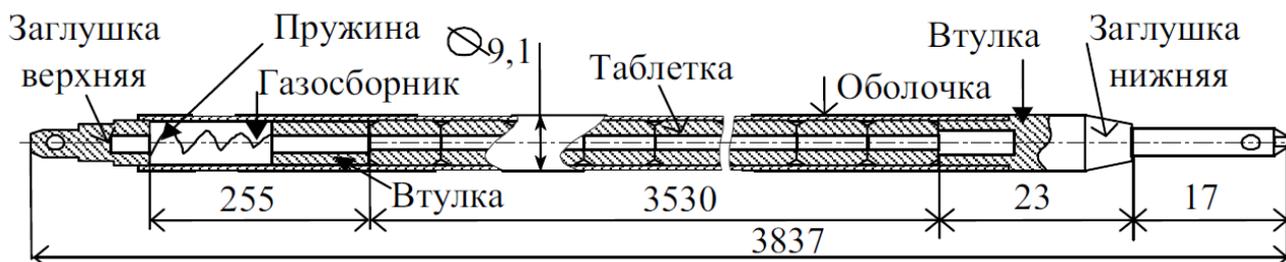
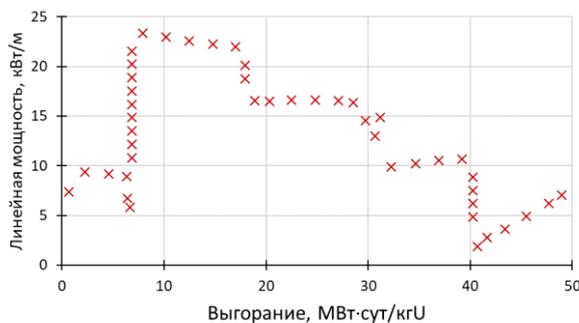


Рисунок 1.1 – Схема твэл реактора ВВЭР [2]

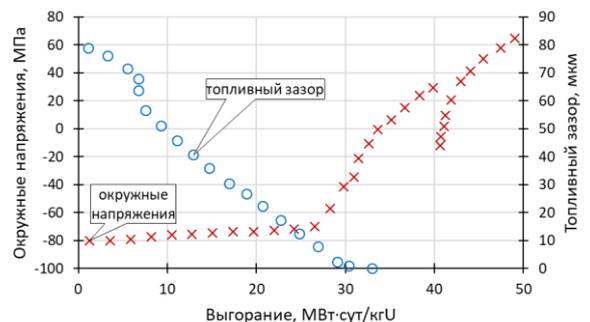
При эксплуатации оболочечная труба испытывает наружное давление теплоносителя ~ 16 МПа, и на входе и выходе его температура составляет ~ 290 и 320 °С, соответственно. Температура оболочки при эксплуатации ~ 350 и 380 °С на наружной и внутренней поверхности и примерно постоянна. По мере выгорания топлива напряжения в оболочке меняют знак (Рисунок 1.2б) – сначала от сжатия под постоянным давлением теплоносителя монотонно снижается зазор между топливом и оболочкой (Рисунок 1.2б), затем происходит контакт между ними, и далее оболочка растягивается в окружном направлении от распухания топливных

таблеток при перевешивающем контактном давлении (Рисунок 1.2б [3]). Исследование контактного взаимодействия топлива с оболочкой и его прогноз – предмет обширных исследований с начала становления атомной отрасли (Лайонс, 1963) по настоящее время [18]. Но и до того возможны другие негативные исходы:

- Под действием гидростатического наружного давления исходно круглая труба теряет устойчивость и сплющивается либо в области упругих деформаций, либо после наступления общей текучести [19]. Однако расчёты показывают [15], что необходимое наружное давление для потери устойчивости оболочек ТВЭЛ много выше эксплуатационного. В настоящее время реакторах сплющивание ТВЭЛ исключено, однако оно наблюдалось ранее (Рисунок 1.3, [13]). Единственная вероятная причина этому – локальный разрыв топливного столба от его доспекания, осыпания или проскальзывания в процессе эксплуатации [13]. Сплющивание ТВЭЛ побудило к изменению его дизайна – использованию более стабильных и плотных топливных таблеток и накачке ТВЭЛ гелием [13], резкому снижению мощности некоторых реакторов [20] и к созданию критериев длительной устойчивости оболочки ТВЭЛ к смятию под наружным давлением [15,20–22].



а) линейная мощность ТВЭЛ при эксплуатации



б) окружные напряжения оболочки ТВЭЛ и топливный зазор при эксплуатации

Рисунок 1.2 – История эксплуатации ТВЭЛ TSQ-004 в реакторе PWR [3]

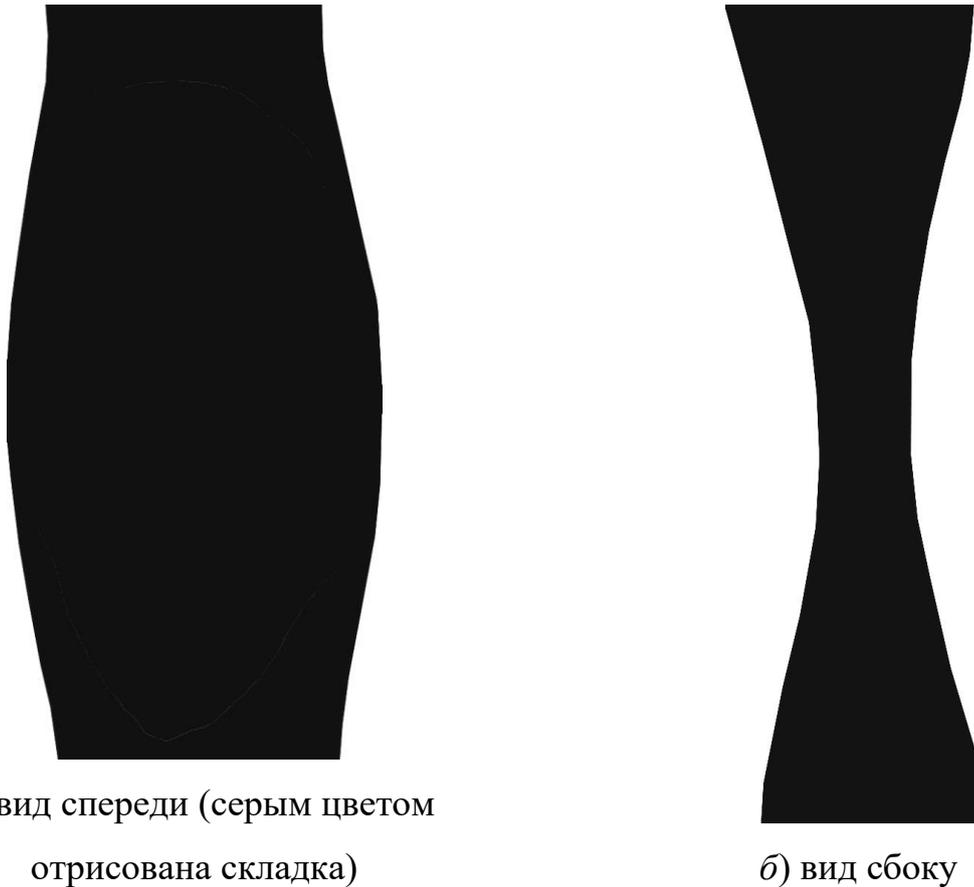


Рисунок 1.3 – «Очертания сплющенного твэл» (контуры фотоснимка [13])

- В послереакторных исследованиях твэл профилограммы наружного диаметра оболочек почти всегда достаточно резкие (как следствие локальной деформации оболочки в местах стыка топливных таблеток – фасок): на них образуется гофр – периодические складки [23], который является концентратором напряжений [24,25].

Таким образом, условия эксплуатации оболочки твэл вне облучения можно имитировать её длительными испытаниями на ползучесть под гидростатическим давлением. Традиционно, такие испытания проводят под внутренним давлением в консервативном температурном диапазоне 320–400 °С при окружных напряжениях от 70 до 170 МПа [5–12]. Лишь в небольшом количестве работ изучалось формоизменение оболочечных труб твэл под наружным давлением [15,20]. И совсем нет работ, где сопоставляется внутреннее и наружное давление.

1.2 Ползучесть при одноосном растяжении

Явление ползучести обстоятельно изучено ещё в XX веке при испытаниях на растяжение стержня [14,4,26]. Под действием постоянных напряжений в упругой области при средневысоких температурах материалы медленно с течением времени деформируются с переменной скоростью (Рисунок 1.4).

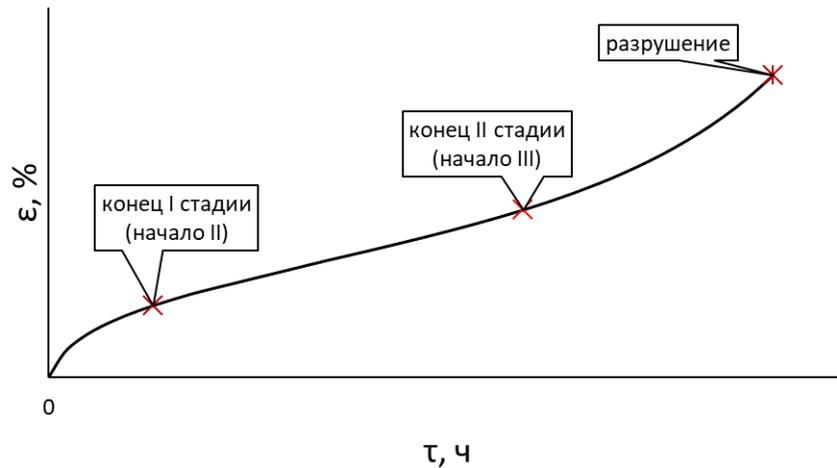


Рисунок 1.4 – Трёхстадийная диаграмма ползучести

При напряжениях $\sigma/E \geq 10^{-5}$, где E – модуль упругости, ползучесть контролируется движением дислокаций. При их скорости v и плотности ρ скорость деформации

$$\varepsilon' = \rho b v,$$

где b – вектор Бюргерса.

Плотность источников дислокаций пропорциональна их общей плотности ρ . Поэтому дислокации рождаются со скоростью $d\rho/dt = k_1\rho$. Для их аннигиляции необходима встреча дислокаций разного знака. Вероятность встречи пропорциональна ρ^2 , так что скорость аннигиляции $d\rho/dt = -k_2\rho^2$. Тогда в процессе ползучести плотность дислокаций изменяется со скоростью [27]

$$\frac{d\rho}{dt} = k_1\rho - k_2\rho^2. \quad (1.1)$$

Если скорости рождения и аннигиляции дислокаций равные, то $d\rho/dt = 0$, и устанавливается стационарная плотность дислокаций $\rho_\infty = k_1/k_2$. При любой

начальной величине $\rho_0 > \rho_\infty$ или $\rho_0 < \rho_\infty$ плотность дислокаций приближается к стационарной ρ_∞ со скоростью (1.1). Это «стадия I» – неустановившаяся ползучесть. Она переходит в «стадию II» стационарной ползучести, когда плотность ρ_∞ достигнута и далее не меняется.

Обозначив постоянную времени размножения $\tau_0 = 1/k_1$, решение уравнения (1.1) при $\rho(0) = \rho_0$ приобретает вид

$$\rho = \rho_\infty \left[1 + \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_0} - 1 \right) \exp(-\tau / \tau_0) \right]^{-1}. \quad (1.2)$$

Скорость деформации в любой момент $\varepsilon' = \rho b v$, а при стационарной ползучести

$$\varepsilon'_\Pi = \rho_\infty b v.$$

Поэтому отношение скоростей $\varepsilon' / \varepsilon'_\Pi = \rho / \rho_\infty$ задано тем же уравнением (1.2). Тогда изменение скорости ползучести

$$\varepsilon' = \varepsilon'_\Pi \left[1 + \left(\frac{\varepsilon'_\Pi}{\varepsilon'_0} - 1 \right) \exp(-\tau / \tau_0) \right]^{-1}. \quad (1.3)$$

От начальной ε'_0 и до стационарной ε'_Π в пределе $\tau \gg \tau_0$ вся деформация ползучести

$$\varepsilon(\tau) = \int_0^\tau \varepsilon'(\tau) d\tau \quad (1.4)$$

к моменту τ составит

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon_0 + \varepsilon'_\Pi \tau + \varepsilon'_\Pi \tau_0 \ln \left[1 + \left(\frac{\varepsilon'_0}{\varepsilon'_\Pi} - 1 \right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \right) \right]. \quad (1.5)$$

При $\tau = 0$ испытания могут показать начальную остаточную деформацию $\varepsilon_0 \neq 0$, не связанную с ползучестью. Напряжение может превысить предел текучести трубы $\sigma_s(T)$ для растяжения при температуре испытания.

Нестационарный процесс со временем экспоненциально затухает. За время τ общая деформация ползучести $[\varepsilon(\tau) - \varepsilon_0]$, а ожидаемая деформация стационарной ползучести $\varepsilon'_\Pi \tau$. Их разность в пределе $\tau \rightarrow \infty$

$$\varepsilon_I = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left[\varepsilon(\tau) - \varepsilon_0 - \varepsilon_{II}' \tau \right]$$

– наибольший возможный вклад переходного процесса. Он составит

$$\varepsilon_I = \varepsilon_{II}' \tau_0 \ln \frac{\varepsilon_0'}{\varepsilon_{II}'} \quad (1.6)$$

Деформация за счёт переходного процесса меньше этого ε_I , пока стационарная структура ρ_∞ ещё не установилась.

Напряжение σ влияет на скорость стационарной ползучести $\varepsilon_{II}' = \rho_\infty b v$ и через скорость $v(\sigma)$ движения дислокаций, и через напряжение включения их источника $\sigma \sim \sqrt{\rho_\infty}$ [26]. Но если всегда $\rho_\infty \sim \sigma^2$, то зависимость $v(\sigma)$ в разных сплавах и состояниях бывает разной [26]. Самое медленное из цепи движений: переползание дислокаций для их встречи и аннигиляции – даёт $v \sim \sigma$. Если для переползания нужно ещё и давление большой серии дислокаций, то $v \sim \sigma^2$, а если его лимитирует поток вакансий по ядру дислокаций, то $v \sim \sigma^3$.

Сложение показателей при σ для ρ_∞ и v даёт степенную зависимость скорости стационарной ползучести вида

$$\varepsilon_{II}' \sim (\sigma / E)^m,$$

при наименьшем $m = 2 + 1 = 3$. Но возможно также $m = 4$ или $m = 5$. А наблюдаемые в эксперименте нецелые $3 \leq m \leq 5$ – от параллельного действия нескольких механизмов (и потому они монотонно «сползают» при изменениях области аппроксимации – диапазона напряжений или температур).

От температуры скорость стационарной ползучести зависит как [28]

$$\varepsilon_{II}' \sim \exp[-Q / (RT)]$$

– следует зависимости коэффициента диффузии $D = D_0 \exp[-Q / (RT)]$ [28],

где D_0 – частотный фактор, Q – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная.

В результате, проводя эксперименты на ползучесть при различных напряжениях σ и температурах T , скорость стационарной ползучести описывают в виде [29]

$$\varepsilon_{II}' = A\sigma^m \exp[-Q/(RT)], \quad (1.7)$$

где A – константа материала.

1.3 Особенности трубы

Обширный класс криволинейных тонкостенных конструкций – осесимметричные оболочки вращения. Их срединная поверхность образована вращением плоской кривой – образующей – вокруг оси. Срединная поверхность пересекает ось – в полюсах, плоскости, в которых лежит ось, – по меридианам, а плоскости, нормальные к оси вращения – по параллелям (окружностям – окружным сечениям). Широта точки – угол φ между нормалью к поверхности и осью вращения. Плоскость, нормальная к меридиану в этой точке, пересекает поверхность по линии нормального сечения. Два главных радиуса кривизны в данной точке: меридиана R_1 и кривой нормального сечения R_2 . Центр кривизны κ_2 лежит на оси оболочки и на одной нормали с κ_1 .

Оболочки – поверхности двоякой кривизны $\kappa_1\kappa_2 \neq 0$. Поэтому невозможно изгибать замкнутую оболочку без её растяжения. Более того, если гладкая, выпуклая и замкнутая поверхность имеет хотя бы где-то двоякую кривизну $\kappa_1\kappa_2 \neq 0$, то и всюду никакие малые изменения поверхности невозможны без её растяжения (теорема Кон-Фоссена [29]). Нельзя плавно сплющивать трубу, если на концах есть заглушки (где $\kappa_1\kappa_2 \neq 0$). Этим оправдано мембранное приближение: оно сразу полагает работу изгиба $A_{изг} = 0$ и рассматривает только растяжение, с напряжением σ , одинаковым по толщине оболочки h .

В уравнениях равновесия рассматривают элемент оболочки между её двумя меридиональными сечениями, разнесёнными на угол $\delta\alpha$, и двумя нормальными, разнесёнными на угол $\delta\varphi$. На параллельном круге распределены нормальные силы S , направленные по меридиану, и кольцевая сила T вдоль круга. Перерезывающие силы N вдоль радиусов кривизны и изгибающие моменты на меридиане (окружной и меридиональный) исчезают, если сопротивлением изгибу пренебречь.

В мембранном приближении от условий равновесия элементарной площадки остаётся только уравнение Лапласа

$$S / R_1 + T / R_2 = -P, \quad (1.8)$$

связывающее натяжение криволинейной поверхности (вдоль её главных осей) и внешнюю силу P по нормали к ней.

Многообразие возможных исходов нагружения демонстрирует уже простейшая оболочка – труба (круговой цилиндр). При упругой деформации толстостенной трубы наружным диаметром $2R$ под внутренним давлением окружные напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ у внутренней поверхности $\sigma_{\theta\theta}(R - h)$ и у наружной $\sigma_{\theta\theta}(R)$ относятся как

$$\frac{\sigma_{\theta\theta}(R - h)}{\sigma_{\theta\theta}(R)} = 1 + \frac{(h / R)^2}{2[1 - (h / R)^2]} \quad (1.9)$$

(решение Ламе) [31]. При отношении толщины стенки h к диаметру $h/2R \leq 0,1$ эта разница в напряжении не более 2%. Для таких тонкостенных труб пренебрегают изменением напряжений по толщине стенки.

Под внутренним давлением $q(x)$ нагружение осесимметричное, и по длине трубы x меняется только радиальное перемещение $u(x)$ срединной поверхности. Тогда из условий равновесия криволинейного элемента [32] остаётся уравнение

$$\left(d^4 / dx^4\right)u + 4(u / \Lambda) = q(x) / D. \quad (1.10)$$

Здесь жёсткость оболочки $D = Eh^3 / [12(1 - \nu^2)]$ и характерная длина $\Lambda = \sqrt{Rh} / c$, где постоянная $c = [3(1 - \nu^2)]^{1/4}$.

Когда внутреннее давление по всей длине $|x| < \infty$ однородное $q(x) = \text{const}$, постоянно и смещение $u(\infty) = \text{const}$. Соответствующее окружное напряжение

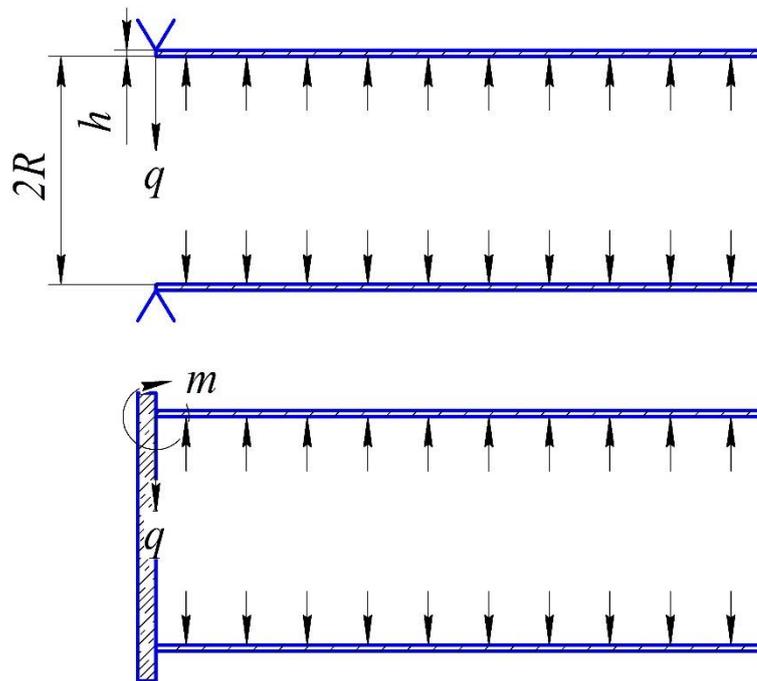
$$\sigma_{\theta\theta} = qR / h. \quad (1.11)$$

Если в торце есть заглушки (Рисунок 1.5а), гидростатическое давление q жидкости или газа действует и на них – с силой $q\pi R^2$, растягивающей трубу продольным напряжением $\sigma_{xx} = \sigma_{\theta\theta}/2$. От него возникают пуассоновы окружные напряжения $\Delta\sigma_{\theta\theta} = -\nu\sigma_{xx}$. Их вклад в $\sigma_{\theta\theta}$ учитывают [32] заменой в (1.11) давления q

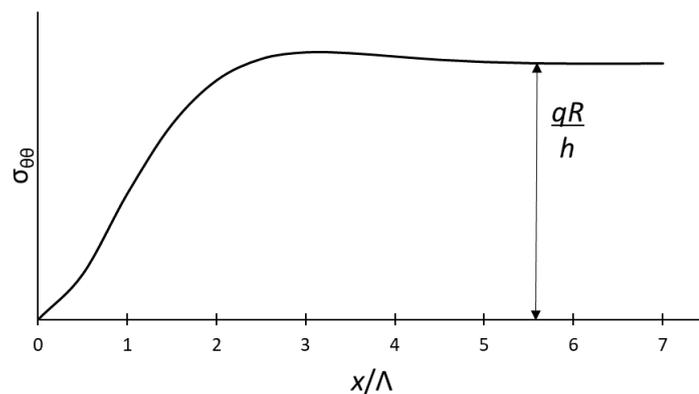
на приведённое давление $q^* = q(1 - \nu/2)$. Продольного напряжения σ_{xx} нет, когда труба открыта в атмосферу (Рисунок 1.5а), но оно есть, например, от колен в длинной трубе.

Когда давления нет ($q = 0$), и только по торцу $x = 0$ полубесконечной трубы $x \geq 0$ распределены сила q и момент m (на единицу длины окружности), уравнение (1.10) однородное и его решение [32]

$$u(x) = (\Lambda^3 / 2D) \exp(-x / \Lambda) \left[-(q + m / \Lambda) \cos(x / \Lambda) + (m / \Lambda) \sin(x / \Lambda) \right],$$



а) свободная труба и труба с заглушкой



б) изменение окружных напряжений с расстоянием от торца трубы

Рисунок 1.5 – Краевые условия на торце трубы под внутренним давлением

и окружные напряжения $\sigma_{\theta\theta} = E u(x)/R$. При коэффициенте Пуассона $\nu = 1/3$ характерная длина $\Lambda = 0,78\sqrt{Rh}$ или $\Lambda/R \leq 0,35$ при всех $h/R \leq 0,2$. От сил, сосредоточенных на окружности, перегрузка (или разгрузка) затухает с расстоянием x как $\Delta\sigma_{\theta\theta}(x) \sim \exp(-x/\Lambda)$ – не менее чем на порядок уже при $x \approx R$ (Рисунок 1.5б).

1.4 Неустойчивость трубы

При наружном сжатии – даже всестороннем и однородном – есть критическое давление, когда круглая труба неустойчива и упруго выпучивается [32]:

$$q_p / E = (p^2 / 12)(h / R)^3 / (1 - \nu^2). \quad (1.12)$$

Целое $p \gg 1$ – мода «звёздочки». Однако есть ещё неизвестное множество несимметричных мод выпучивания. В экспериментах переводили круглую трубу в «восьмёрку» и доходили даже до большой закритической деформации с соприкосновением и наложением ветвей «звёздочки» [33].

Трубы теплообменников, защемлённые в трубной доске, от перегрева ΔT сжимаются вдоль оси. При линейном коэффициенте теплового расширения α_L температурные напряжения $\sigma/E = \alpha_L \Delta T$. Труба длиной L теряет устойчивость продольным изгибом – выпучивается вбок при осевой нагрузке

$$P_c = (2\pi / L)^2 EJ \quad (1.13)$$

– как и для стержня [31], но при изгибе тонкой трубы момент инерции сечения $J \approx \pi R^3 h$. Соответствующее критическое напряжение осевого сжатия

$$\sigma_c / E = 2(\pi R / L)^2. \quad (1.14)$$

При одинаковой площади сечения $2\pi R h$ (и весе) критическая сила $P_c \sim (R/L)^2$ – чем больше диаметр, тем труба устойчивее. Соотношение (1.14) получено для шарнирных опор. Защемлённая или же свободная труба рассчитывается так же, как в случае стержня [31].

Но при осевом сжатии есть и другая мода неустойчивости трубы – осесимметричная волна возмущения радиуса $R(x)$. Короткая труба длиной L выпучивается «бочкой» [31] при напряжении

$$\sigma_c / E = (h / R)^2 \left[2(L / R)^2 + 3(1 - \nu) \right] / \left[5(1 - \nu^2) \right]. \quad (1.15)$$

Длинная труба гофрируется при критическом напряжении [34]

$$\sigma_c / E = (h / R) / \left[3(1 - \nu^2) \right]^{1/2}. \quad (1.16)$$

Возможны силы, сосредоточенные только в некотором сечении $x = 0$ бесконечной трубы. Если радиальные силы равномерно распределены по окружности с плотностью q , то сужение сечения $u(0)$ так же симметрично и устойчиво: сопротивление

$$q = 4Du(0) / \Lambda^3$$

(что следует из (1.10) с учётом момента m , появляющегося при $du/dx = 0$ по симметрии [32]).

При точечном вдавливании иглы в стенку трубы сначала появляется впадина – параболоид вращения, затем дальнейшая «конденсация кривизны» создаёт складку поперёк цилиндра, а далее она удлиняется – фокусы разбегаются [35].

Если сборка (wrinkle) – морщина, плавная волна, то складка (crumple) – линия резкого поворота образующей на пути $\delta x \sim h$. При толщине листа h кривизна образующей в складке $|k_2| \leq 1/h$ ограничена только соприкосновением сторон. Когда в геометрических схемах толщина $h \rightarrow 0$, складка – линия разрыва одной из производных. Это отрезок прямой, где кривизна поверхности $k_1 = 0$ и $k_2 \rightarrow \infty$.

И когда поперёк цилиндра вдавливают нож, то под ним сначала появляется гладкая вмятина, где «верхние» образующие удлиняются, тогда как «нижняя», лежащая на плите, почти не меняется. По мере углубления ножа вмятина растёт вширь и при некоторой критической глубине $z \sim h^{1/2}$ превращается в резкую складку с двумя фокусами на концах. Далее складка удлиняется – фокусы расходятся [35].

Сходная схема без сингулярностей, удобная для испытаний: сжатие между плитами двух одинаковых труб крест-накрест. По симметрии площадка контакта трубок – плоский круг, расширяющийся по мере сжатия.

Для упругого вдавливания иглы, шарика, ножа в сферу или цилиндр диаграммы $P(z)$ «сила–глубина вдавливания» и критические точки на них

исследованы лишь на численных примерах. Для этого гладко «сшивают» решение для окрестности индентора (пренебрегая исходной кривизной оболочки) и в масштабах оболочки (пренебрегая перемещениями около индентора).

Практически на любой стадии производства твэл возможно появление вмятин, складок или гофр, что снижает его устойчивость [33].

1.5 Ползучесть труб

Основной конструкционный материал оболочечных труб твэл – циркониевый сплав, легированный ниобием и/или оловом (Таблица 1.1). В зарубежных реакторах типа PWR используют сплав M5 и Zircaloy-4 [36] в качестве материала оболочек, в реакторах типа ВВЭР – сплав Э110 – его штатного и оптимизированного состава. Сплав Э635 используется в качестве конструкционного материала силового каркаса ТВС ВВЭР и PWR (центральные и каналные трубы, уголки жёсткости), однако проводятся его исследования для обоснования использования в качестве оболочечного материала [37].

Таблица 1.1 – Состав циркониевых сплавов оболочечных труб твэл [36]

Сплав	Nb, мас. %	Sn, мас. %	Fe, мас. %	Cr, мас. %	O, мас. %
Э110шт	0,95–1,05	–	≤ 0,070	–	≤ 0,100
Э110опт	0,95–1,05	–	0,040–0,070	–	0,070–0,100
Э635		1,10–1,30	0,30–0,40	–	0,05–0,12
M5	0,8–1,2	–	0,015–0,060	–	0,09–0,13
Zircaloy-4	–	1,2–1,7	0,18–0,24	0,07–0,13	0,09–0,13

Испытания на ползучесть труб твэл проводят по многим схемам, но чаще всего по трём: простое растяжение, под внутренним давлением газа или в их совокупности [5–12,38,39].

В испытаниях под внутренним давлением образец – отрезок трубы – наполняют инертным газом (гелием или аргоном). Почти всегда ставятся испытания герметизированных образцов, реже – в установках высокого давления с

его контролем. Замеры образца чаще выполняют после его охлаждения, нежели в процессе ползучести непрерывно.

Из диаграмм ползучести скорость установившейся стадии ползучести $\dot{\epsilon}_{II}'$ часто определяют графически: проводят прямую линию, отсекая и не включая в расчёты неустановившуюся стадию «по наитию», и не анализируя всю диаграмму ползучести [8–10,38,39], и редко для расчётов используют модели ползучести [6,7,12].

Результаты испытаний – зависимость скорости установившейся ползучести $\dot{\epsilon}_{II}'$ от рабочей температуры T и напряжений σ (1.7). В экспериментах получали нецелые значения $m = 3–6$ [6,7,12], а их цель чаще носит сопоставительный характер – проверяют эксплуатационные критерии или результат оптимизации структур (изменения технологии изготовления или легирующего состава сплавов) [5,8,11,38,39], – нежели для обоснования и выбора оптимальных моделей ползучести [7,10,12].

В испытаниях на ползучесть труб под наружным давлением образцы – герметичные отрезки труб – помещают в автоклав под высоким давлением воды, водяного пара или газа при рабочей температуре [15–17, Локощенко, Шестериков, 1992], и под длительным действием высокого давления круглое сечение трубы вытягивается в эллипс и сплющивается до соприкосновения сторон. Таких испытаний проведено очень мало:

- в работе [16] проводили испытания 11 труб диаметром ~ 60 мм и толщиной ~ 2 мм из сплава Хастелой-Х при 800 (3 трубы) и 900 °С (8 труб) при 7,5–19 атм. до сплющивания за 20–350 ч;
- в похожей работе [17] испытывались 24 трубы диаметром ~ 30 мм и толщиной $\sim 2–4$ мм из сплава Хастелой-ХR при 950 °С и 50–60 атм.;
- исследовали ползучесть 10 труб из нержавеющей стали диаметром 22–60 мм толщиной 0,5–1 мм под наружным давлением при 850 °С до деформации $\sim 11\%$ и сплющивании до 112 ч (Локощенко, Шестериков, 1992);
- оболочечные трубы твэл диаметром 9,1 мм и толщиной 0,685 мм из сплава Э110 в автоклавах при температуре 380 и 400 °С при давлениях 120–160 атм. [15].

Во всех работах [15–17, Локощенко, Шестериков, 1992] прогнозирование времени сплющивания основано на результатах испытаний на ползучесть того же самого материала при одноосном растяжении, и расчёты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. И только в работе [15] отмечается, что действующие в трубе напряжения от исходного значения растут по мере овализации окружного сечения трубы и достигают предела текучести в окружном направлении.

Расчёты формоизменения труб под наружным давлением с использованием данных о ползучести при растяжении с экстраполяцией во времени на порядки вперёд даёт весьма оптимистичные результаты [14]. Для успешного прогнозирования необходимо сопоставить ползучесть одних и тех же труб в одинаковых условиях под внутренним и под наружным давлением. Для обеспечения высокой точности и надёжности требуется и иная техника и план измерений, а также использование алгоритмов анализа данных с предельным извлечением информации. Эти задачи решены в настоящем исследовании.

Глава 2. Материал и методика исследований

2.1 Материал

Испытаны оболочечные трубы двух типоразмеров, различающиеся диаметром и толщиной стенки и предназначенные для твэлов реакторов типа ВВЭР и PWR. Трубы $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм (для реакторов ВВЭР) были из сплава Э110шт, а $9,5 \times 8,33$ мм (для PWR) – из Э110опт (Таблица 1.1). Эти сплавы различались содержанием железа и кислорода (0,008 и 0,055 мас. % [Fe], 0,033 и 0,086 мас. % [O]) и шихтой (электролитический и губчатый цирконий), а трубы из них – отношением $R/h = 6,16$ и $7,63$ – радиуса средней линии ($R = 4,220$ и $4,465$ мм) к толщине стенки ($h = 0,685$ и $0,585$ мм) для $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм и $9,5 \times 8,33$ мм, соответственно.

Механические свойства труб при растяжении в окружном (испытания колец на вставках) и продольном (испытания патрубков) по паспортным данным партии существенно не различались (Таблица 2.1).

Таблица 2.1 – Предел текучести труб $\sigma_{0,2}$ при 380 °С

Труба / тип испытаний	Кольца	Патрубки
$\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм	160–170 МПа	115–125 МПа
$\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм	156–171 МПа	108–120 МПа

2.2 Образцы

Трубы разрезали на отрезки длиной 100 мм. На рабочую длину образца с помощью системы лазерной маркировки «Минимаркер2-20А4» наносили риски, разделяя образец на пять участков длиной 15 мм (Рисунок 2.1). Глубина рисок составляла 5–10 мкм.

Для испытаний на ползучесть под внутренним и наружным давлением было отобрано 30 и 29 образцов, соответственно: по 2 образца труб $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм и по 2–3 – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм (Таблица 2.2).

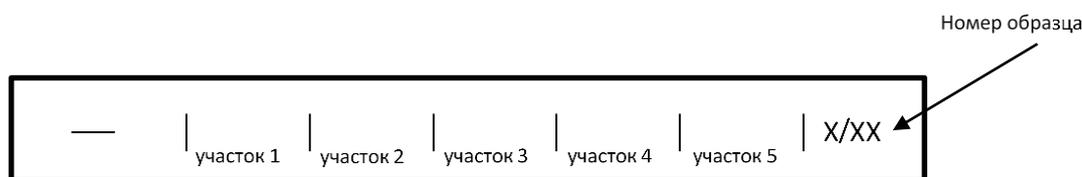


Рисунок 2.1 – Схема разметки отрезков труб для испытаний

Таблица 2.2 – Матрица эксперимента – число образцов для испытаний на ползучесть под внутренним и наружным давлением

№ режима испытаний		1	2	3	4	5	6
$T_{\text{раб}}, ^\circ\text{C}$		350			380		
$\sigma_{\theta\theta}, \text{МПа}$		± 70	± 100	± 130	± 70	± 100	± 130
Число образцов $\text{Ø } 9,1 \times 7,73 \text{ мм}$	Внутреннее / наружное	2 / 2	2 / 2	2 / 2	2 / 2	2 / 2	2 / 2
	Внутреннее / наружное	3 / 3	3 / 3	3 / 2	3 / 3	3 / 3	3 / 3

Примечание – В таблице приняты следующие обозначения: $\sigma_{\theta\theta}$ – величина окружных напряжений, МПа; $T_{\text{раб}}$ – рабочая температура испытаний, $^\circ\text{C}$

2.2 Измерения

Толщину стенки отрезка h измеряли трубным микрометром Mitutoyo IP-65 по двум краям исходной трубы с точностью до 1 мкм (8 промеров, крест-накрест). С точностью до 2 мкм лазерным микрометром Takikawa LDM-303H измеряли наибольший и наименьший наружный диаметр D_{max} и D_{min} в каждом из пяти равноотстоящих сечений (с шагом 15 мм вдоль оси). За исходно овальную форму сечения принимали эллипс – единственную замкнутую кривую второго порядка, – а за меру его овальности – эксцентриситет эллипса

$$e = \sqrt{1 - \left(\frac{D_{\text{min}}}{D_{\text{max}}}\right)^2}. \quad (2.1)$$

За наружный диаметр D – эквивалентный диаметр периметра эллипса

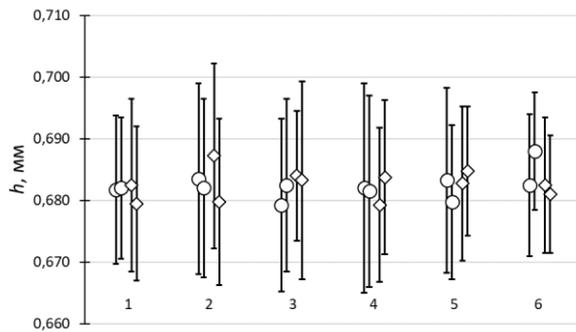
$$D = (2 / \pi) D_{\max} E(e), \quad (2.2)$$

где

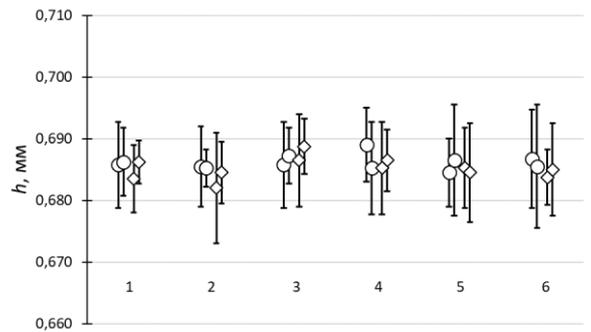
$$E(\pi / 2, e) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \theta} d\theta \quad (2.3)$$

– полный эллиптический интеграл II рода [40].

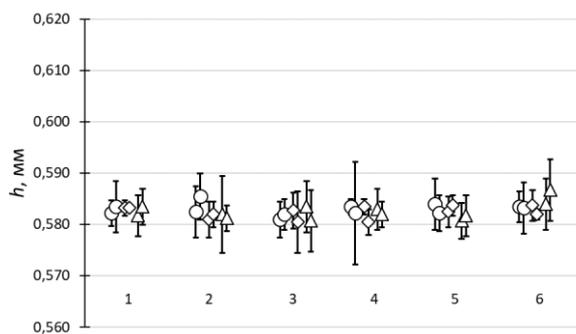
Толщина стенки h отрезков у их краёв существенно не отличалась (Рисунок 2.2), только у одного образца $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм для испытаний под наружным давлением было значительное различие $\sim 0,015$ мм (Рисунок 2.2з).



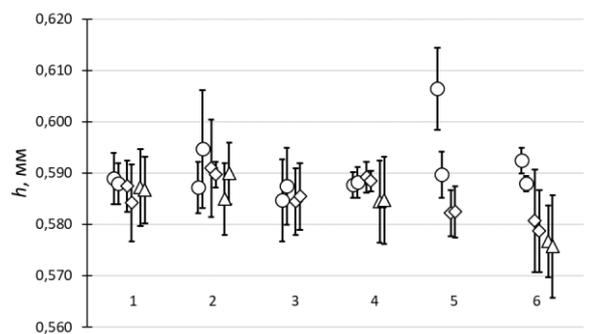
а) $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм для испытаний под внутренним давлением



б) $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм для испытаний под наружным давлением



в) $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм для испытаний под внутренним давлением



г) $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм для испытаний под наружным давлением

Рисунок 2.2 – Толщина h отрезков труб, отобранных для последующих режимов испытаний (Таблица 2.2): среднее значение и размах (разнотолщинность) по двум краям образца

Средняя толщина h всех отрезков труб для испытаний:

	под наружным давлением	под внутренним давлением
Ø 9,1×7,73	0,686 ± 0,011 мм	0,682 ± 0,021 мм
Ø 9,5×8,33	0,587 ± 0,015 мм	0,583 ± 0,007 мм

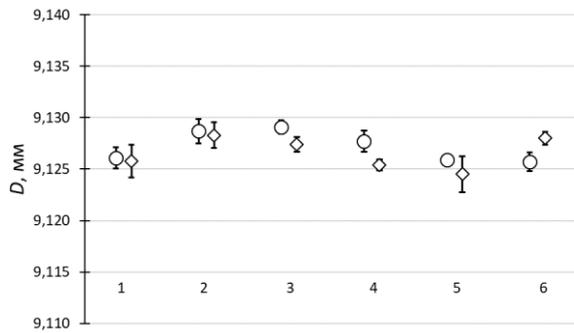
Допуск на разнотолщинность ($h_{\max} - h_{\min}$) по окружности труб Ø 9,1×7,73 и 9,5×8,33 мм по ТУ равен 0,060 и 0,050 мм, соответственно. Наибольшая разнотолщинность исследованных отрезков труб Ø 9,1×7,73 – 0,017 мм, труб 9,5×8,33 мм – 0,012 мм (Рисунок 2.2).

Эквивалентный диаметр D (2.2) отрезков (из D_{\max} и D_{\min} по 5 сечениям) по длине существенно не различался (Рисунок 2.3). У отрезков 9,5×8,33 мм для последующих испытаний под наружным давлением наружный диаметр не измерялся.

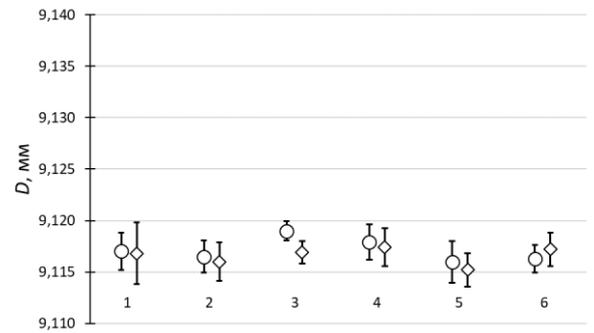
Эквивалентный диаметр D всех отрезков труб для испытаний:

	под наружным давлением	под внутренним давлением
Ø 9,1×7,73	9,117 ± 0,004 мм	9,127 ± 0,003 мм
Ø 9,5×8,33	–	9,512 ± 0,004 мм

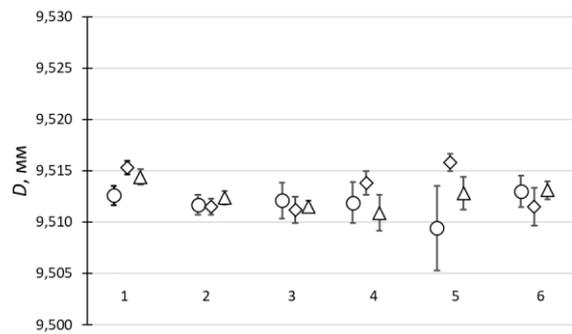
Допуск на овальность ($D_{\max} - D_{\min}$) труб Ø 9,1×7,73 и 9,5×8,33 мм по ТУ равен 0,040 мм. Ему соответствует максимально допустимый эксцентриситет $e = 0,091$ и 0,094. Исходно измеренный эксцентриситет в пределах нормы (Рисунок 2.4).



а) $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм для испытаний под внутренним давлением

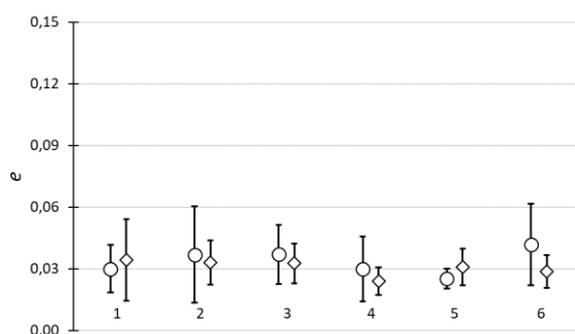


б) $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм для испытаний под наружным давлением

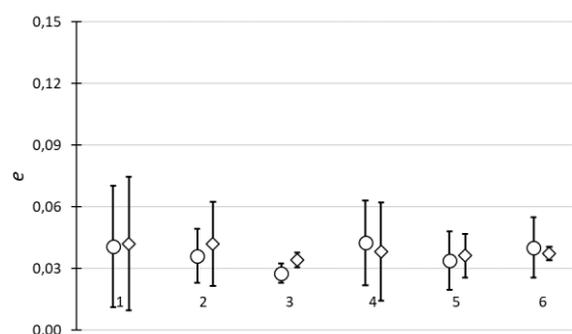


в) $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм для испытаний под внутренним давлением

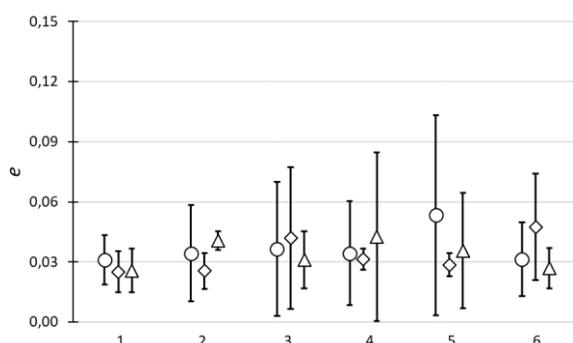
Рисунок 2.3 – Эквивалентный диаметр D отрезков труб, отобранных для последующих режимов испытаний (Таблица 2.2): среднее значение и стандартное отклонение по длине (по 5 сечениям)



а) Ø 9,1×7,73 мм для испытаний под внутренним давлением



б) Ø 9,1×7,73 мм для испытаний под наружным давлением



в) Ø 9,5×8,33 мм для испытаний под внутренним давлением

Рисунок 2.4 – Эксцентриситет e отрезков труб, отобранных для последующих режимов испытаний (Таблица 2.2): среднее значение и стандартное отклонение по длине (по 5 сечениям)

2.4 Герметизация

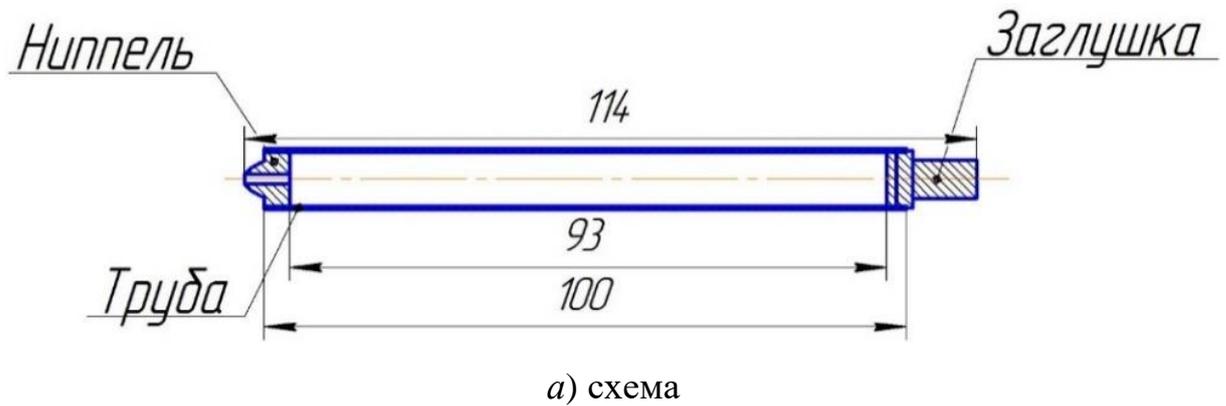
К отрезкам для испытаний под внутренним давлением подваривали контактной стыковой сваркой глухую заглушку с одной стороны и ниппель – с другой (Рисунок 2.5). При комнатной температуре $T_{25} = 298$ К их наполняли аргоном до заданного давления (41–99 атм. с точностью до 0,5 атм.)

$$q_{25} = \sigma_{\theta\theta} \frac{2h}{(D-h)} \frac{T_{25}}{T_{\text{раб}}} \frac{10^6}{101325}, \quad (2.4)$$

(где $T_{\text{раб}}$ – рабочая температура в К), чтобы создать окружные напряжения $\sigma_{\theta\theta}$, МПа (Таблица 2.3). Герметичность подтверждали измерениями наружного диаметра образцов: после заполнения и заварки он выросал (Рисунок 2.6), а эксцентриситет почти у всех образцов снижался (Рисунок 2.7).

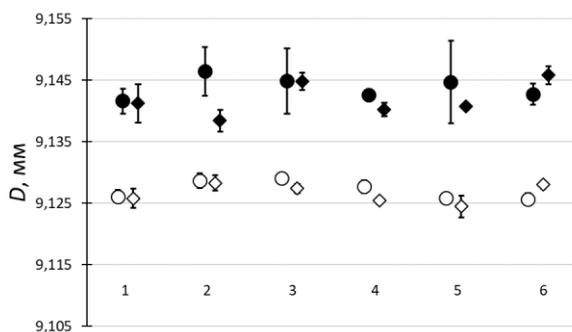
Таблица 2.3 – Давление аргона в образцах для испытаний под внутренним давлением при комнатной температуре

№ режима	1	2	3	4	5	6
Ø 9,1×7,73 мм	53	76	99	51	73	95
Ø 9,5×8,33 мм	43	62	80	41	59	76

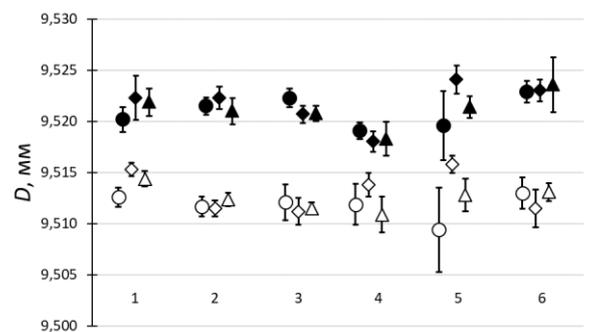


б) внешний вид

Рисунок 2.5 – Образец для испытаний под внутренним давлением



а) трубы Ø 9,1×7,73 мм



б) трубы Ø 9,5×8,33 мм

Рисунок 2.6 – Эквивалентный диаметр D образцов после сварки под давлением (чёрные точки) в сопоставлении исходным (с отрезками труб, белые точки), сгруппированных по режимам испытаний (Таблица 2.2): среднее значение и стандартное отклонение по длине (по 5 сечениям)

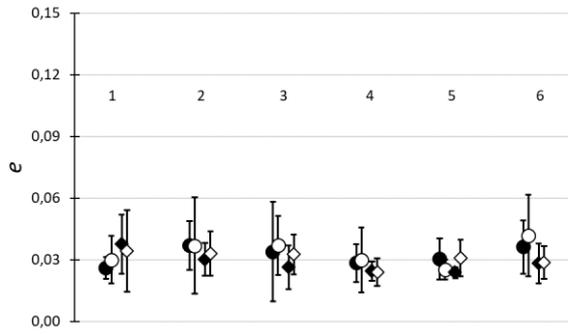
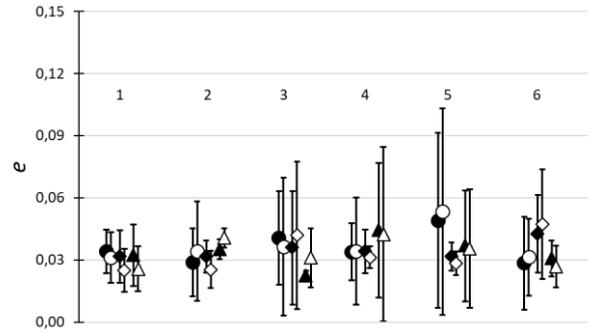
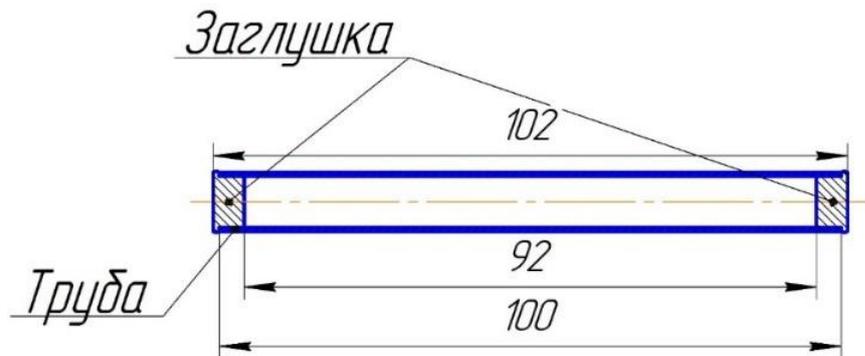
а) трубы $\text{Ø } 9,1 \times 7,73 \text{ мм}$ б) трубы $\text{Ø } 9,5 \times 8,33 \text{ мм}$

Рисунок 2.7 – Эксцентриситет e образцов после сварки под давлением (чёрные точки) в сопоставлении исходным (с отрезками труб, белые точки), сгруппированных по режимам испытаний (Таблица 2.2): среднее значение и стандартное отклонение по длине (по 5 сечениям)

Образцы для испытаний под наружным давлением были без ниппеля – к ним подваривали аргонно-дуговой сваркой две глухие заглушки (Рисунок 2.8). Внутри было остаточное давление воздуха 1 атм. при комнатной температуре. Заварка существенно не изменяла диаметры труб $\text{Ø } 9,1 \times 7,73 \text{ мм}$ (Рисунок 2.9).



а) – схема



б) внешний вид

Рисунок 2.8 – Образец для испытаний под наружным давлением

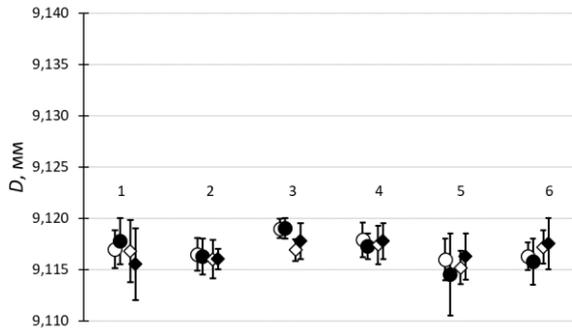
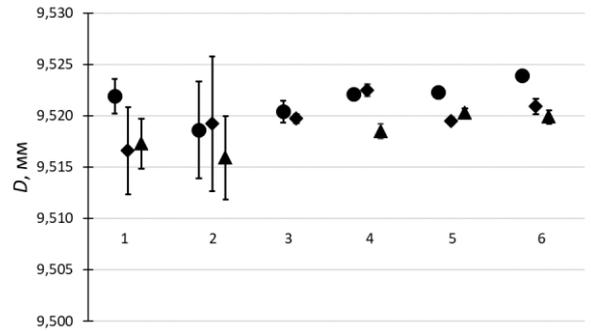
а) трубы $\varnothing 9,1 \times 7,73$ ммб) трубы $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм

Рисунок 2.9 – Эквивалентный диаметр D образцов после сварки без давления (чёрные точки) в сопоставлении исходным (с отрезками труб, белые точки), сгруппированных по режимам испытаний (Таблица 2.2): среднее значение и стандартное отклонение по длине (по 5 сечениям)

После герметизации в некоторых образцах эксцентриситет был больше допустимого: до $e = 0,12 \dots 0,14$ (иногда только на краю образца – видимо от смятия при сварке, Рисунок 2.10).

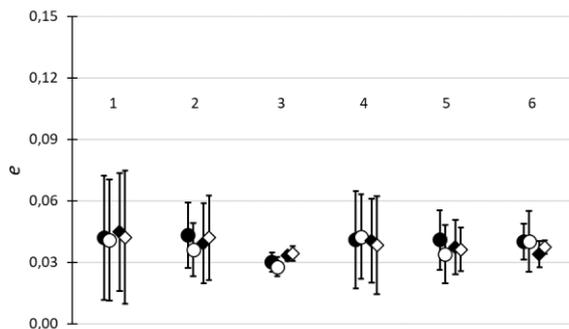
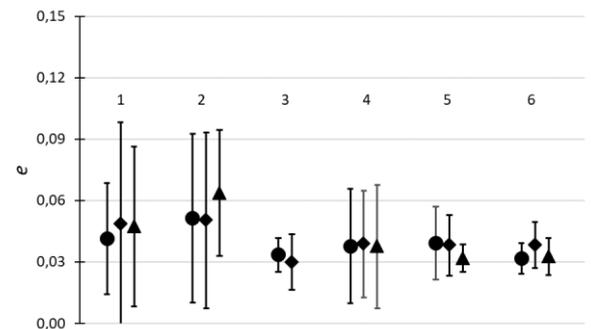
а) трубы $\varnothing 9,1 \times 7,73$ ммб) трубы $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм

Рисунок 2.10 – Эксцентриситет e образцов после сварки без давления (чёрные точки) в сопоставлении исходным (с отрезками труб, белые точки), сгруппированных по режимам испытаний (Таблица 2.2): среднее значение и стандартное отклонение по длине (по 5 сечениям)

2.5 Испытания под внутренним давлением

30 образцов сортировали по двум температурам испытаний (350 и 380 °С) и по 15 штук укладывали свободной стопкой в медный цилиндр с пеналом для

термопары. Его устанавливали в печь СНОЛ-1,6.2,0.0,8/9-М и нагревали до рабочей температуры с автоматическим регулированием ± 10 °С. Температуру в пенале контейнера и снаружи с точностью ± 2 °С измеряли от ХА термопар потенциометром.

От прогрева до температуры испытания $T_{\text{раб}} = 350$ или 380 °С давление (2.4) в трубах $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм поднималось до $q = 113, 161, 210$ атм., что давало окружные напряжения $\sigma_{\theta\theta} = 70, 100$ и 130 МПа (или $q = 92, 131, 170$ атм. в трубах $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм).

После каждых 250 ч выдержки при рабочей температуре образцы охлаждали с печью до комнатной температуры. При этом 3–4 ч прогрева образцов на заданную температуру и 8–12 ч полного остывания до комнатной температуры в суммарное время выдержки не включали.

При каждой остановке (за исключением остановок при 2500 и 2750 ч) измеряли при комнатной температуре наружный диаметр так же, как до испытания – в тех же 5 сечениях находили наибольший диаметр D_{max} и наименьший D_{min} . По ним определяли эксцентриситет (2.1) и длину контура (эллипса)

$$L = 2D_{\text{max}} E(e). \quad (2.5)$$

Сравнением с длиной L_0 в том же сечении до испытания определяли изменение длины контура

$$\lambda = (L - L_0) / L_0. \quad (2.6)$$

2.6 Испытания под наружным давлением

Напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ задавали наружным давлением

$$q_{\text{раб}} = \sigma_{\theta\theta} \frac{2h}{(D-h)} \frac{10^6}{101325} + \frac{T_{25}}{T_{\text{раб}}}, \quad (2.7)$$

воды (в жидком или газообразном состоянии) в автоклавах объёмом 1,2–1,9 л. По 2–3 образца в подставке были в рабочей части ~ 200 – 250 мм автоклава. Температуру в нем ± 2 °С контролировали тремя ХА термопарами и поддерживали электронным регулятором, а давление 96 – 215 ± 1 – 4 атм. стрелочным манометром класса 1,5.

Интервал времени между промерами назначался в зависимости от напряжения и температуры – первый в 10–250 ч, а далее шаг сокращался по мере ползучести (Рисунок 2.11). Прогрев образцов за 3–4 ч и остывание до комнатной температуры за 10–12 ч из длительности выдержки исключены.

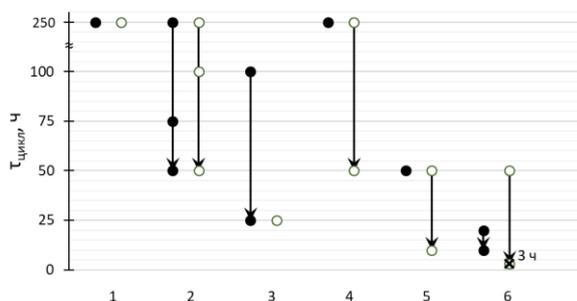


Рисунок 2.11 – Интервалы времени между промерами образцов при ползучести под наружным давлением. Чёрные точки – $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм, белые – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм

Промер образцов после цикла испытаний и расчёт эксцентриситета (2.1) и изменения длины контура (2.6) проводили так же, как и в испытаниях под внутренним давлением.

Образцы каждый раз до загрузки в печь или автоклав и после выгрузки отмывались техническим спиртом. Тем не менее, в течение испытаний все образцы теряли металлический блеск, равномерно чернели, а в местах сварных швов и маркировки появлялись белые осыпающиеся выделения. Влиянием толщины образующегося на образцах оксида на замеры наружных диаметров пренебрегали.

2.7 Анализ диаграмм ползучести

В испытаниях напряжения в трубе (70–130 МПа) того же порядка, что и предел текучести (Таблица 2.1). Поэтому доминирующая ползучесть дислокационная (1.5). Этот процесс по меньшей мере двухстадийный, так что (1.5) – простейший вид уравнения кинетики. В нем $f = 4$ независимые константы с ясным физическим смыслом: ε_0 – начальная пластическая деформация «прежде

ползучести», ε_0' – начальная и ε_{II}' – стационарная скорость ползучести, τ_0 – постоянная времени переходного процесса между ними.

Из n фактически измеренных деформаций образцов $y_i(x_i) = \varepsilon_i(\tau_i)$ надо найти эти $f = 4$ независимые константы. Это задача нелинейной параметризации гипотезы. Общий принцип максимума правдоподобия [41] полагает адекватным то её решение, которое наименее уклоняется от совокупности измеренных значений y_i . Мера уклонения – сумма «квадратов невязки»

$$M \{a_k\} = \sum_{i=1}^n (Y_i \{a_k\} - y_i)^2 \quad (2.8)$$

– несовпадения наблюдаемых y_i с ожидаемыми Y_i по прогнозу. Искомые значения $\{a_k^0\} = a_1^0 \dots a_4^0$ обеспечивают четырехмерный минимум невязки

$$M_{\min} = M \{a_k^0\}. \quad (2.9)$$

Они находятся стандартной программой численной минимизации, например, «Поиск решения» в пакете Excel.

Значения $\{a_k^0\}$ находятся с погрешностями δa_k , которые следует оценить из этого же эксперимента [41]. Остаточную невязку M_{\min} создают случайные ошибки s_i измерения n величин y_i – как сумму их дисперсий s_i^2 . Поскольку все измерения y_i независимые, их дисперсии s_i^2 распределены в сумме невязки M_{\min} равномерно по $n - f$ степеням свободы ($f = 4$ степени свободы потрачены на определение констант $\{a_k\}$). Тогда у наблюдаемой величины y_i дисперсия

$$s_i^2 = M_{\min} / (n - f). \quad (2.10)$$

Здесь M_{\min} определено (2.9) при значениях параметров $\{a_k^0\}$. Но сумма (2.8) может превышать M_{\min} на некоторую величину ΔM :

$$M \{a_k\} = M_{\min} + \Delta M.$$

Причина превышения ΔM либо в случайной первичной ошибке s_i измерения y_i , либо в возмущении всех Y_i от случайной погрешности δa_k в одной константе a_k – от замены в (12) одного из a_k^0 на $a_k = a_k^0 + \delta a_k$.

От погрешности δa_k в константе a_k^0 значение Y_i в точке x_i изменяется на $(\partial Y_i / \partial a_k)(\delta a_k)$. Тогда

$$\Delta M = (\delta a_k)^2 \sum_{i=1}^n (\partial Y_i / \partial a_k)^2.$$

(Поскольку в (2.8) при дифференцировании слагаемое $\sum_{i=1}^n y_i (\partial Y_i / \partial a_k) = 0$ из условия минимума $\partial M_{\min} / \partial a_k = 0$). Так находится

$$(\delta a_k)^2 = [M_{\min} / (n - f)] / \sum_{i=1}^n (\partial Y_i / \partial a_k)^2. \quad (2.11)$$

При обозначениях $Y_i = \varepsilon$, $x_i = \tau$, $a_1 = \varepsilon_0$, $a_2 = \varepsilon_0'$, $a_3 = \varepsilon_{II}'$, $a_4 = \tau_0$ из (1.5) частные производные

$$\begin{aligned} \partial Y_i / \partial a_1 &= 1, \\ \partial Y_i / \partial a_2 &= \frac{a_4 [\exp(-x_i / a_4) - 1]}{(a_2 / a_3 - 1) [\exp(-x_i / a_4) - 1] - 1}, \end{aligned}$$

$$\partial Y_i / \partial a_3 = Y_i / a_3 - (a_2 / a_3) (\partial Y_i / \partial a_2),$$

$$\partial Y_i / \partial a_4 = (Y_i - a_3 x_i) / a_4 + x_i (a_2 - a_3) / \{a_4^2 [1 - \exp(x_i / a_4)]\} (\partial Y_i / \partial a_2).$$

Общее уравнение ползучести (1.5) описывает совместно две её стадии: стационарную II (когда процессы упрочнения и разупрочнения в динамическом равновесии, отчего структура неизменна) и нестационарную I – стадию установления этой равновесной структуры, начиная от любой исходной. Как и предполагалось [27] при выводе уравнения (1.5), стационарность ползучести обеспечивается неизменностью дислокационной структуры. (А эволюция субзёрен и зёрен – следствие тех же перемещений дислокаций).

Измерения кинетики ползучести $\varepsilon(\tau)$ представляли и иными зависимостями. Однако все они оказывались частными случаями уравнения (1.5) – в более узкой области $\varepsilon(\tau)$, при некоторых сочетаниях констант. Например, если время испытания $\tau \ll \tau_0$ – много меньше, чем время τ_0 установления равновесия, то $[1 - \exp(-\tau/\tau_0)] \approx \tau/\tau_0$. Если, кроме того, в уравнении (1.5) начальная скорость

$\varepsilon_0' \gg \varepsilon_{II}'$ много больше, чем ожидаемая в равновесной структуре, и $\varepsilon_0 = 0$, то от (1.5) остаётся

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon_{II}' \tau_0 \ln \left[1 + \frac{\varepsilon_0' \tau}{\varepsilon_{II}' \tau_0} \right]. \quad (2.12)$$

Здесь доминирует неустановившаяся ползучесть исходной структуры, далёкой от равновесной. Такую затухающую «логарифмическую ползучесть» $\varepsilon \sim \ln(1 + \tau)$ находили в экспериментах, ограниченных областью малых деформаций $\varepsilon \leq 1\%$. Из таких данных, естественно, плохо определяется предел: скорость второй стадии ε_{II}' и время τ_0 её установления.

Физическая модель явления ползучести предсказывает стационарную скорость ползучести (1.7)

$$\varepsilon_{II}' = \nu(T)(\sigma/E)^m, \quad (2.13)$$

как функцию от частоты $\nu(T)$ некоторых элементарных актов в структуре и от модуля Юнга $E(T)$ при температуре испытания. Но модуль $E(T)$ часто плохо известен и зависит от текстуры. Поэтому экспериментальные данные обычно представляют в безразмерном виде

$$\varepsilon_{II}' / \varepsilon_c' = \left(\nu / \varepsilon_c' \right) (\sigma / \sigma_c)^m, \quad (2.14)$$

выбирая масштабные множители ε_c' и σ_c просто по удобству расчётов. При этом найденный показатель m тот же, но константы (ν/ε_c') из разных работ несопоставимы, если масштабы в них принимали разные.

После замены переменных $x_i = \ln(\sigma_i/\sigma_c)$; $y = \ln(\varepsilon_{II}'/\varepsilon_c')$ уравнение (2.14) линейное:

$$Y_i = a + mx_i. \quad (2.15)$$

Его константы m и $a = \ln(\nu/\varepsilon_c')$ находятся линейной регрессией по $n \geq 3$ экспериментальным значениям $y_i(x_i)$. Однако значения ε_{II}' могут быть сильно неравноточными.

Если измеренное y_i имеет дисперсию s_i^2 , то точка $y_i(x_i)$ при регрессии имеет вес [41]

$$w_i = s_i^{-2} / \sum_{i=1}^n s_i^{-2} \quad (2.16)$$

(нормированный по условию $\sum_{i=1}^n w_i = 1$) и параметры регрессии

$$m = [\langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle] / [\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2], \quad (2.17)$$

$$a = \langle y \rangle - m \langle x \rangle, \quad (2.18)$$

определяются из взвешенных средних $\langle x \rangle = \sum_{i=1}^n w_i x_i$, $\langle x^2 \rangle = \sum_{i=1}^n w_i x_i^2$, $\langle y \rangle = \sum_{i=1}^n w_i y_i$,

$$\langle xy \rangle = \sum_{i=1}^n w_i x_i y_i.$$

Подстановкой найденных m и a оценивается генеральная дисперсия

$$s_M^2 = \sum_{i=1}^n w_i (Y_i - y_i)^2 / (n - 2)$$

и дисперсия показателя m

$$s_m^2 = s_M^2 / [\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2]. \quad (2.19)$$

Представление показателя $m \pm s_m$ из (2.17) и (2.19) – результат линейной регрессии с весом при дисперсиях s_i^2 величин y_i . Но у величин $y = \ln(\varepsilon_{II}'/\varepsilon_c')$ дисперсия $s_i^2 = v^2(\varepsilon_{II}')$ – равна квадрату вариации скорости стационарной ползучести ε_{II}' . Эти величины входят в (2.16) как s_i^2 при определении весов w_i .

Глава 3. Кинетика ползучести тонкостенных труб под давлением

3.1 Силы и моменты в трубе под давлением

От ползучести под гидростатическим давлением труба изменяет форму: исходный контур (круг) превращается в овал. У овала две оси симметрии – x и y – и два взаимно перпендикулярных главных диаметра – наименьший длиной $2b$ (по оси y , D_{\min}) и наибольший $2a$ (вдоль x , D_{\max}). Простейшее описание овала – эллипс – является единственной замкнутой кривой второго порядка (кривые четвёртого порядка – «угловатые» овалы [34]).

Овал исходно ненапряжённый. Приложенное гидростатического давления q ($q > 0$ изнутри или $q < 0$ извне) создаёт в окружном сечении стенки трубы окружные силы $P(s)$ растяжения–сжатия, перерезывающие силы $Q(s)$, действующие по нормали к стенке, и моменты $M(s)$ её изгиба относительно продольной оси. Все эти величины переменны по длине контура овала (далее они приведены на единицу длины бесконечной трубы). Напряжения от сил $P(s)$ и моментов $M(s)$ определяют мгновенные скорости ползучести в сечении стенки трубы. Интегралы от них по контуру – это скорости изменений формы и размеров трубы в целом. В свою очередь изменение формы и размера при том же давлении ($q = \text{const}$) изменяет силы $P(s)$ и моменты $M(s)$. Такая обратная связь усиливает изменение овала трубы во времени.

Силы $P(s)$, $Q(s)$ и моменты $M(s)$, приложенные на концах элемента дуги радиусом ρ и длиной δs , уравновешены распределённым гидростатическим давлением среды q , действующим по нормали к дуге. Эти три неизвестных функции связаны тремя условиями равновесия сил и моментов [42] в систему уравнений первого порядка. Исключая из неё две функции, получают уравнение второго порядка [43]. Оно решено в [20,43] только для слабого овала ($b \approx a$) – малого возмущения радиуса окружности по синусоиде. При сильном сплющивании овал заменяли двумя окружностями с произвольным разрывом кривизны и напряжений в точке их сопряжения.

Ниже приведено общее решение для сил $P(s)$ и моментов $M(s)$ при исходно ненапряжённом эллиптическом контуре любой овальности b/a . При тех же

условиях равновесия элемента дуги вместо прямого интегрирования уравнений системы [43] использованы её частные интегралы, известные как теоремы гидростатики для прилегающего к дуге объёма жидкости.

3.2 Геометрия контура трубы

Каноническое уравнение эллипса с центром $x = 0$, $y = 0$ и осями симметрии x и y в прямоугольной системе координат следующее:

$$(x/a)^2 + (y/b)^2 = 1, \quad (3.1)$$

$2a$ и $2b$ – главные диаметры ($b \leq a$). Их отношение

$$b/a = \sqrt{1 - e^2},$$

где e – эксцентриситет эллипса (2.1).

В зависимости от полярного угла θ радиус кривизны эллипса (Рисунок 3.1а)

$$\rho(\theta) = (a^2/b)(1 - e^2 \cos^2 \theta)^{3/2}. \quad (3.2)$$

Кривизна в точке А на оси x при $\theta = 0$ наибольшая (Рисунок 3.1а):

$$\kappa_A = a/b^2. \quad (3.3)$$

а в точке В (ось y , $\theta = \pi/2$) – наименьшая:

$$\kappa_B = b/a^2. \quad (3.4)$$

Длина дуги АВ (четверти эллипса) определяется выражением:

$$L = aE(e), \quad (3.5)$$

где $E(\pi/2, e)$ – полный эллиптический интеграл II рода (2.3).

3.3 Уравнения равновесия

Положим, что на всей длине некоторой дуги АС по нормали к ней действует изнутри постоянное, но разнонаправленное гидростатическое давление q (Рисунок 3.1б). На конце дуги в произвольной точке $C(x, y)$ приложены изгибающий момент $M(x, y)$, перерезывающая сила $Q(x, y)$, действующая по нормали к дуге (под углом α к оси x), и сила растяжения $P(x, y)$, направленная по касательной к дуге и действующая под углом $\alpha + \pi/2$ к оси x . На конце дуги в точке

А с координатами $(a; 0)$ действуют момент M_A и сила P_A (вдоль оси y). По условию симметрии сила $Q_A \approx dP/ds = 0$.

Рассмотрим равновесие дуги АС трубы вместе с неподвижным объёмом жидкости в прилегающем к ней полусегменте эллипса ЕАС (Рисунок 3.1б). По нормали к полухорде СЕ длиной y гидростатическое давление q действует с силой $N_x = qy$ вдоль оси x . На отрезок диаметра ЕА длиной $a - x$ действует сила $N_y = q(a - x)$ вдоль оси y .

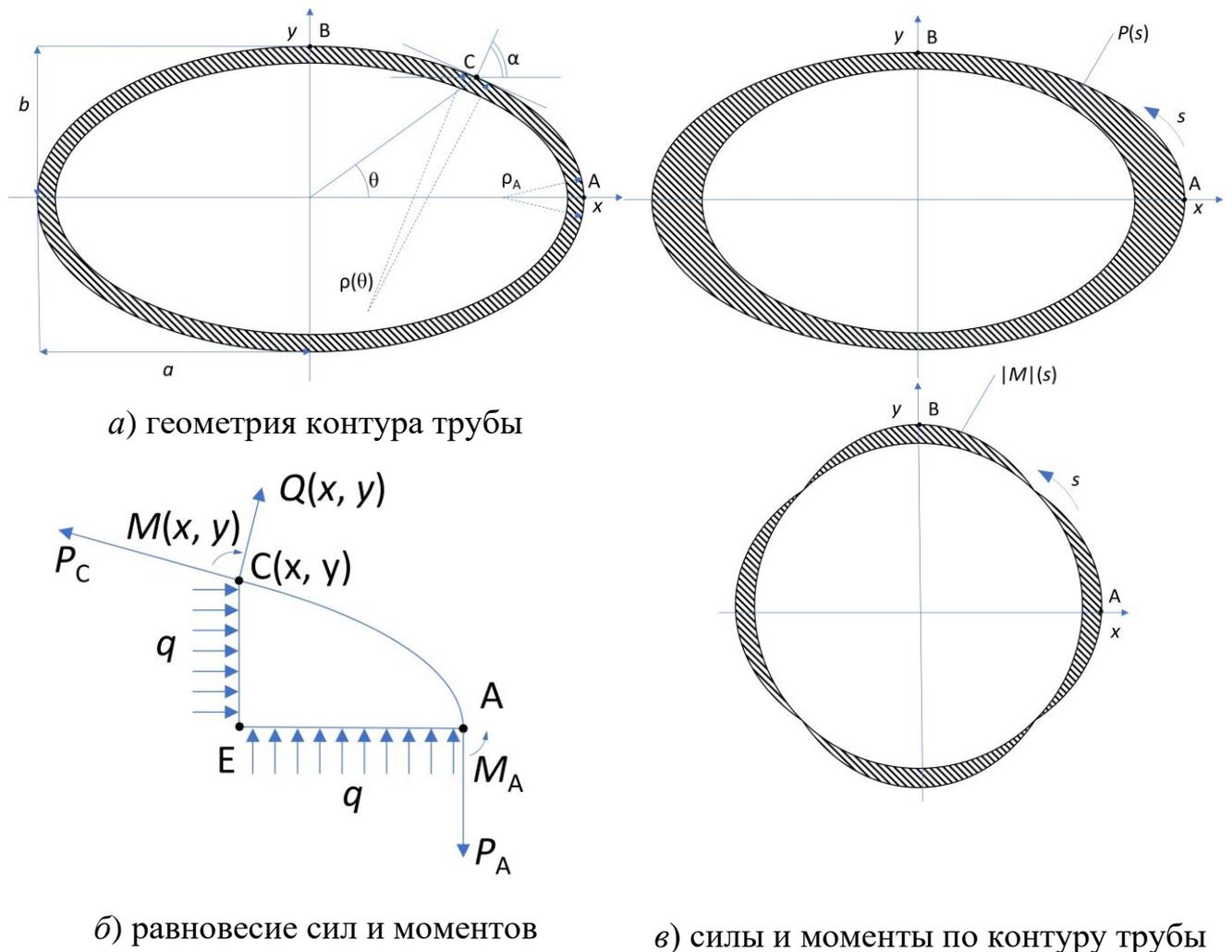


Рисунок 3.1 – Пояснение к выводу сил и моментов в трубе под давлением по теореме гидростатики

Проекции всех сил на ось силы $P(x, y)$ дают условие равновесия:

$$P(x, y) - P_A \cos \alpha - N_x \sin \alpha + N_y \cos \alpha = 0$$

или

$$P(x, y) - P_A \cos \alpha - qy \sin \alpha + q(a - x) \cos \alpha = 0.$$

Так в точке В (на конце малого диаметра) $x = 0$; $y = b$; $\alpha = \pi/2$, и тогда

$$P_B = qb,$$

что очевидно и из равновесия полуэллипса. В точке А точно так же

$$P_A = qa.$$

Тогда в любой точке (x, y) контур растягивается силой

$$P(x, y) = q(x \cos \alpha + y \sin \alpha), \quad (3.6)$$

где $\operatorname{ctg} \alpha = dy/dx$ – нормаль к эллипсу.

Дугу в точке $C(x, y)$ изгибает момент $M(x, y)$. Он складывается из момента M_A , момента $qy^2/2$ от давления q , равномерно распределённого на CE , такого же момента $q(a - x)^2/2$ от давления на EA и момента $P_A(a - x)$ от силы P_A .

Условие равновесия этих моментов:

$$M(x, y) - M_A - q \left[(a - x)^2 + y^2 \right] / 2 + P_A (a - x) = 0.$$

С учётом (3.1) и (2.1) получим

$$M(x) = M_A - (qe^2 a^2 / 2) \left[1 - (x/a)^2 \right], \quad (3.7)$$

в частности, на конце дуги точке В

$$M_B - M_A = -qe^2 a^2 / 2.$$

Введём безразмерные моменты

$$\mu(x) = M(x) / (qe^2 a^2 / 2).$$

В результате из (3.7) получим

$$\mu(x) = \mu_A - \left[1 - (x/a)^2 \right], \quad (3.8)$$

$$\mu_B - \mu_A = -1. \quad (3.9)$$

Только эта разность задана условием равновесия кольца (3.7). Найти моменты M_A и M_B порознь – задача статически неопределимая. Используем для её решения дополнительное условие: при любой малой деформации с сохранением длины, центра и осей симметрии эллипс остаётся эллипсом. Итак, моменты $M(x)$

изменяют только кривизну $\kappa(s)$ и эксцентриситет e эллипса при той же длине дуги АВ. В этом случае любая точка дуги s смещается на расстояние $\xi(s)$ по нормали к ней. В каждом квадранте остаётся одна неподвижная точка с координатами $(x_0; y_0)$, где смещённый и исходный контуры пересекаются. В этой точке $\xi(s_0) = 0$, а угол $d\xi/ds$ между контурами максимальный, так что $d^2\xi/ds^2 = 0$, т.е. в неподвижной точке кривизна не изменяется, поэтому и изгибающий момент $M(s_0) = 0$.

У любой точки эллипса при таком «сплющивании» скорости смещения $x' = dx/d\tau$ и $y' = dy/d\tau$ обусловлены скоростью изменения эксцентриситета ($e' = de/d\tau$) и большого диаметра ($a' = da/d\tau$). Дифференцированием по времени уравнения эллипса в виде

$$y^2 = (1 - e^2)(a^2 - x^2)$$

все эти скорости связываются:

$$yy' = (1 - e^2)(aa' - xx') - ee'(a^2 - x^2). \quad (3.10)$$

В неподвижной точке $(x_0; y_0)$ скорости смещения равны нулю: $x_0' = 0; y_0' = 0$, тогда из (3.10) получим:

$$(1 - e^2)aa' = ee'(a^2 - x_0^2). \quad (3.11)$$

При постоянной длине контура $L = aE(e) = \text{const}$ (3.5) её производная по времени

$$a'E(e) + ae'(dE/de) = 0,$$

и тогда скорости e' и a' связаны условием:

$$a' / a = \zeta ee',$$

где $\zeta(e) = -(dE(e)/de) / (eE(e))$.

С учётом этого из (3.11) для неподвижной точки следует:

$$\left[1 - (x_0/a)^2\right] = \zeta(1 - e^2),$$

а из (3.8) – безразмерный момент

$$\mu(x_0) = \mu_A - \left[1 - (x_0/a)^2\right] = 0,$$

и в начальной точке А

$$\mu_A = \zeta(1 - e^2). \quad (3.12)$$

И моменты $M(s)$, и силы $P(s)$ имеют экстремумы – по симметрии на концах дуги АВ (Рисунок 3.1в). При этом силы P_B и P_A одного знака, а моменты M_B и M_A всегда разного: $M > 0$ «распрямляет» дугу, $M < 0$ – «закручивает»; в неподвижной точке момент $M = 0$. При условии $e \rightarrow 0$ (с приближением к окружности) все моменты $M(s) \rightarrow 0$. Гидростатическое давление изгибает стенку только в некруговом цилиндре. Перемена направления давления q изменяет только знак $P(s)$ и $M(s)$.

Из разложения эллиптического интеграла [40]:

$$E(e) = \frac{\pi}{2} \left\{ 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n n!} \right]^2 \frac{e^{2n}}{2n-1} \right\} = \frac{\pi}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{4}e^2 - \frac{3}{64}e^4 - \frac{5}{256}e^6 - \dots \right\}$$

после дифференцирования и деления рядов следует

$$\zeta = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{5}{8}e^2 + \frac{7}{16}e^4 + \frac{337}{1024}e^6 + \dots \right]. \quad (3.13)$$

Тогда из (3.12)

$$\mu_A = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{3}{8}e^2 - \frac{3}{16}e^4 - \frac{111}{1024}e^6 - \dots \right]. \quad (3.14)$$

При слабом возмущении окружности $e \rightarrow 0$; $\zeta \rightarrow 1/2$, моменты $\mu_A \rightarrow +1/2$; $\mu_B \rightarrow -1/2$. Неподвижная точка $x_0 = a / \sqrt{2}$ (или $\theta_0 = \alpha_0 = \pi/4$ и $s_0 = L/2$) разделяет длину L пополам. При $e \rightarrow 0$ это ожидаемо по симметрии. Однако неподвижная точка делит дугу АВ поровну при всех e (при деформации любого эллипса): всегда $s_0 = L/2$ (хотя вместе с e изменяются угловые координаты θ_0 или α_0 и прямоугольные x_0 и y_0). До тех пор, пока сохраняется длина дуги АВ, пропорции её частей не изменяются. (В решении [43] угол $\alpha_0 = \pi/4$ задан наперёд – возмущением радиуса окружности по синусоиде).

3.4 Деформация ползучести труб под давлением

Стандартное измерение ползучести материала – по относительному удлинению ε под постоянным напряжением σ при одноосном растяжении.

Измеренные скорости $\varepsilon' = d\varepsilon/dt$ стационарной ползучести представляют в виде (1.7), где полагают, что Q не зависит от напряжения σ , показатель степени m – от температуры T , а замена растяжения сжатием изменяет только знак ε' . Согласно [6,7,12] показатель $m = 3-6$ (в ряде случаев и более).

При ползучести окружные напряжения $\sigma(s, z)$ в стенке трубы изменяются вдоль длины s средней линии кольца и с расстоянием z от неё по толщине. Скорость относительного изменения длины средней линии $\varepsilon'(s) = d\varepsilon/dt$ и скорость изменения её кривизны $\kappa'(s) = d\kappa/dt$ – две независимые характеристики деформации в произвольной точке окружности s . В сечении кольца s эти локальные скорости однозначно заданы окружными напряжениями $\sigma(s, z)$.

Если при пластической деформации ползучести внешние силы совершают работу A , то $W' = dA/dt$ – мощность пластической деформации (мощность диссипации ползучести), а её плотность по длине дуги $w(s) = dW'/ds$ – линейная плотность мощности диссипации при ползучести. Выделим из неё две составляющие: $w_p(s)$ от силы $P(s)$ при отсутствии момента ($M(s) \equiv 0$) и скорости ($\kappa'(s) \equiv 0$); $w_M(s)$ от момента $M(s)$ при отсутствии силы ($P(s) \equiv 0$) и скорости ($\varepsilon'(s) \equiv 0$).

Для ползучести в точке (s, z) не существует причин нарушать закон (2.13). Если нет момента, то в сечении кольца s окружные напряжения $\sigma_p = P/h$ от силы P однородны по толщине h кольца. Так же однородна и окружная скорость (2.13) ползучести

$$\varepsilon' = v \left[P / (hE) \right]^m. \quad (3.15)$$

Тогда линейная плотность мощности диссипации

$$w_p = P\varepsilon',$$

или

$$w_p = vP \left[P / (Eh) \right]^m. \quad (3.16)$$

При совершении работы в результате действия моментов $M(s)$, изменяющих кривизну со скоростью $\kappa'(s)$, линейная плотность мощности диссипации определяется как

$$w_M = M(s) \kappa'(s). \quad (3.17)$$

Однако локальная скорость $\kappa'(s)$ зависит от $M(s)$ сильно нелинейно. Линейно изменяется скорость деформации $\varepsilon'(z)$ с расстоянием z от средней линии кольца, поскольку его нормальное сечение сохраняется плоским (гипотеза Кирхгофа, 1850 г.). На длине Δs элемента средней линии нормаль к ней поворачивается на угол $\delta\alpha = \delta\kappa\Delta s$. От этого в слое z элемент Δs изменяет длину на $\delta s = z\delta\alpha$ и получает относительное изменение длины $\varepsilon = \delta s/\Delta s = z\delta\kappa$. Его производная по времени: $\varepsilon'(z) = z\kappa'$ – локальная скорость ползучести в этом слое. С расстоянием z она изменяется линейно. Тогда законом ползучести (2.13) задано [44] распределение окружного напряжения по толщине кольца (Мак-Ветти, 1938 г.). Оно сильно нелинейно (и антисимметрично):

$$\sigma(z) = E |z\kappa'/\nu|^{1/m} \operatorname{sign} z.$$

Поскольку $\sigma(-z) = -\sigma(z)$, момент от этих окружных напряжений определяется как

$$M = 2 \int_0^{h/2} z |\sigma(z)| dz.$$

При интегрировании он составляет

$$M = C_m E h^2 (h |\kappa'|/\nu)^{1/m} \operatorname{sign} \kappa', \quad (3.18)$$

где число

$$C_m = \frac{1}{4} \left(\frac{2m}{2^{1/m} (2m+1)} \right). \quad (3.19)$$

Однако условия равновесия (3.7) задают именно момент $M(s)$. По нему из (3.18) находится локальная скорость изменения кривизны

$$\kappa' = (\nu/h) \left[|M| / (C_m E h^2) \right]^m \operatorname{sign} M. \quad (3.20)$$

Тогда, если действует только момент M , линейная плотность мощности диссипации (3.17) равна

$$w_M = (C_m \nu E h) \left[|M| / (C_m E h^2) \right]^{m+1}.$$

Однако почти в любом сечении стенки s действуют одновременно и сила $P(s)$ растяжения–сжатия, и изгибающий момент $M(s)$. Окружные напряжения $\sigma_P(z)$ и $\sigma_M(z)$ от них в некотором слое z складываются:

$$\sigma(z) = \sigma_P(z) + \sigma_M(z).$$

И локальные скорости изменения длины $\varepsilon_P'(z)$ и $\varepsilon_M'(z)$ складываются так же:

$$\varepsilon'(z) = \varepsilon_P'(z) + \varepsilon_M'(z).$$

В слое z мощность диссипации $\varepsilon'(z)\sigma(z)$. Суммированием по толщине кольца ($|z| \leq h/2$) получим линейную плотность мощности диссипации:

$$w = \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon'(z)\sigma(z)dz = \int_{-h/2}^{h/2} \left[\varepsilon_P'(z)\sigma_P(z) + \varepsilon_M'(z)\sigma_M(z) + \varepsilon_P'(z)\sigma_M(z) + \varepsilon_M'(z)\sigma_P(z) \right] dz. \quad (3.21)$$

В этой сумме (3.21) уже вычислены первые два слагаемых:

$$w_P = \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_P'(z)\sigma_P(z)dz,$$

$$w_M = \int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_M'(z)\sigma_M(z)dz.$$

Третье слагаемое (3.21)

$$\int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_P'(z)\sigma_M(z)dz = 0,$$

поскольку $\varepsilon_P'(z) = \text{const}$, а $\sigma_M(z)$ асимметрично: $\sigma_M(-z) = -\sigma_M(z)$. Аналогично

$$\int_{-h/2}^{h/2} \varepsilon_M'(z)\sigma_P(z)dz = 0$$

по причине $\varepsilon_M'(-z) = -\varepsilon_M'(z)$ при $\sigma_P(z) = \text{const}$. Тогда и вся сумма (3.21)

$$w = w_P + w_M.$$

Итак, когда на растяжение–сжатие накладывается изгиб, линейная плотность мощности диссипации при ползучести определяется суммой двух независимых компонент:

$$w(s) = P(s)\varepsilon'(s) + M(s)\kappa'(s). \quad (3.22)$$

Силой $P(s)$ задана из (3.15) скорость $\varepsilon'(P)$. Момент $M(s)$ при изменении длины $\varepsilon'(s)$ работы не совершает, и потому не влияет на закон изменения $\varepsilon'(P)$. И так же из (3.20) момент $M(s)$ задаёт скорость $\kappa'(M)$ одинаково при любых $P(s)$. Потому в произвольной точке действуют независимо два закона ползучести для пары процессов: $\varepsilon'(P)$ при $M(s) \equiv 0$ и $\kappa'(M)$ при $P(s) \equiv 0$. Несмотря на то что оба процесса гипотетические, их сумма даёт диссипацию $w(s)$.

Соотношение (3.22) справедливо для эллипса любого эксцентриситета, при любых силах $P(s)$ и моментах $M(s)$. Потому и полная мощность диссипации при ползучести (на единицу длины трубы)

$$W = W_P + W_M$$

тоже есть сумма двух независимых компонент:

$$W_P = \int_0^L w_P(s) ds ,$$

$$W_M = \int_0^L w_M(s) ds .$$

Линейные плотности w_P и w_M , а также полные мощности диссипации W_P и W_M содержат время и температуру только в константе ν (2.13). Следовательно, при ползучести трубы остаётся в силе закон одноосной ползучести (2.13) с теми же константами, несмотря на то что растяжение стенки сопровождается изгибом, а обе эти величины изменяются по окружности.

Эллипс однозначно определяют две константы: одна задаёт размер, вторая – форму (как, например, L и e). По этой причине и скорость любого деформирования эллипса можно представить в виде двух величин одинаковой размерности: скоростью окружного растяжения (или сжатия) $\lambda' = (dL/d\tau)/L$ для размера и скоростью изменения эксцентриситета ($e' = de/d\tau$) для формы.

Труба под действием наружного давления q – это открытая неравновесная термодинамическая система [45,46]. Все её изменения при ползучести полностью описывают две обобщённые скорости λ' и e' . Двум независимым ортогональным координатам λ' и e' соответствуют две независимые мощности диссипации W_P и

W_M . Обобщённые скорости λ' и e' находятся интегрированием $\kappa'(s)$ и $\varepsilon'(s)$ по длине s дуги АВ.

При растяжении или сжатии силой $P(s)$ локальная скорость ползучести $\varepsilon'(s)$. За время δt элемент дуги длиной Δs получает приращение $\delta s = \varepsilon' \delta t \Delta s$. У всей дуги

АВ (Рисунок 3.1а) изменение длины $\Delta L = \int_0^L \varepsilon'(s) \delta t ds$. С учётом этого скорость

окружного растяжения-сжатия дуги АВ $\lambda' = (\Delta L/L)/\delta t$ можно записать в виде

$$\lambda' = (1/L) \int_0^L \varepsilon'(s) ds. \quad (3.23)$$

Поскольку две интегральные скорости: изменения овальности e' и длины λ' – единственным образом определяют всю деформацию эллипса, они задают в том числе и местные скорости: удлинения $\varepsilon'(s)$ и изменения кривизны $\kappa'(s)$ в любой точке контура. Поэтому разрешима и обратная задача: найти e' и λ' по значениям местных скоростей κ' и ε' в некоторой одной точке. Выберем за такую точку А – конец большого диаметра. Кривизна в этой точке (3.3)

$$\kappa_A = 1 / [a(1 - e^2)]$$

или из (3.5)

$$\kappa_A' = E(e) / [L(1 - e^2)] \quad (3.24)$$

Скорости изменения длины большой оси $a' = da/dt$ и кривизны $\kappa_A' = d\kappa_A/dt$ связывают логарифмические производные от (3.5) и (3.24):

$$\lambda' = a' / a - \zeta(e) ee', \quad (3.25)$$

$$\kappa_A' / \kappa_A = -\zeta(e) ee' - \lambda' + 2ee' / (1 - e^2). \quad (3.26)$$

В точке А по симметрии $a'/a = \varepsilon_A'$ – совпадают относительные удлинения радиуса и элемента дуги. Тогда из (3.25) и (3.26)

$$\begin{cases} \lambda' = \varepsilon_A' - \zeta(e) ee' \\ \kappa_A' / \kappa_A = -\lambda' + ee' [2 / (1 - e^2) - \zeta(e)] \end{cases} \quad (3.27)$$

Это линейная система, чтобы определять скорости изменения эллипса e' и λ' из скоростей κ_A' и ε_A' в точке А. Обозначим $X = e^2$; $X' = dX/d\tau = 2ee'$ и безразмерные отношения

$$\theta = X' / \lambda', \quad (3.28)$$

$$\beta = \kappa_A' / (\kappa_A \varepsilon_A'). \quad (3.29)$$

Из решения системы (3.27)

$$\theta = \left[(\beta + 1)^{-1} (1 - X)^{-1} - \zeta(X) / 2 \right]^{-1}. \quad (3.30)$$

Местные скорости удлинения (3.15) и изменения кривизны (3.20) в точке А

$$\varepsilon_A' = v \left[P_A / (hE) \right]^m, \quad (3.31)$$

$$\kappa_A' = (v/h) \left[M_A / (C_m E h^2) \right]^m. \quad (3.32)$$

Тогда из (3.8), (3.12), $P_A = qa$ и (3.24) переменная β

$$\beta(X, a/h, m) = \left[\zeta(X) / (2C_m) \right]^m (a/h)^{m+1} (1-X)^{m+1} X^m. \quad (3.33)$$

Полное описание эволюции эллипса даётся отношением $\theta = X'/\lambda'$ двух скоростей: изменения его формы X' и размеров λ' . Но поскольку

$$\theta = X' / \lambda' = (dX / d\tau) / (d\lambda / d\tau) = dX / d\lambda,$$

(3.30) есть также и дифференциальное уравнение для траектории эволюции $X(\lambda)$. Его решение – интегральная кривая $e(\lambda)$ – «траектория отображающей точки» на плоскости возможных конфигураций трубы $e-\lambda$. Это путь максимальной мощности диссипации, по которому пойдёт процесс (принцип Циглера [47] в неравновесной термодинамике).

Разделив переменные, получим $d\lambda = dX/\theta$ и

$$\int_0^\lambda d\lambda = \int_{X_0}^X \left[(\beta(X) + 1)^{-1} (1 - X)^{-1} - \zeta(X) / 2 \right] dX. \quad (3.34)$$

При этом существенно, что в начальном состоянии деформация $\lambda = 0$, но всегда есть исходная овальность $X_0 > 0$.

Из (3.34) с учётом разложения в ряд (3.13) следует уравнение траектории эллипса

$$4\lambda = -(X - X_0) - (5/16)(X^2 - X_0^2) + \dots + f[\beta(X^m, a/h, m)] + \dots, \quad (3.35)$$

содержащую константу ползучести m и геометрические размеры a/h только в высоких степенях квадрата эксцентриситета X .

Если оставить только линейный член, закон сплющивания при ползучести под давлением

$$e = \sqrt{e_0^2 - 4\lambda} \quad (3.36)$$

получается общим для всех труб (пока эксцентриситет мал).

3.5 Изменение большого диаметра от наружного давления

От ползучести под наружным давлением в точке A кривизна κ_A и окружное сжатие λ (3.27) изменяются монотонно, при этом диаметр $2a$ – не монотонно. Если контур трубы представить в виде $Y(X)$ – нормированного большого диаметра $Y = (a/a_0)$ от квадрата эксцентриситета X , – и окружность трубы как $4L = 4aE(e)$, то её логарифмическая производная по X

$$d\lambda / dX = Y^{-1}(dY / dX) - \zeta / 2.$$

Тогда изменение большого диаметра под наружным давлением

$$Y^{-1}(dY / dX) = d\lambda / dX + \zeta / 2 \quad (3.37)$$

складывается из пластического укорочения (от сжатия силами P) и вытяжки диаметра пластическим изгибом (от сплющивания моментами M).

Из начального состояния $Y_0(X_0) = 1$ стенка укорачивается от пластического сжатия: $(dY/dX) < 0$. При некотором $Y_1(X_1) < 1$ диаметр минимальный, а далее он увеличивается от сплющивания контура (превосходя его сжатие): $(dY/dX) > 0$.

Глава 4. Результаты испытаний

4.1 Внутреннее давление

Первичные диаграммы ползучести $\lambda(\tau)$ «удлинение–время» были построены для каждого из образцов, отдельно для каждого сечения. Все они сведены на Рисунке 4.1 (2 образца×5 сечений – трубы $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм; 3 образца×5 сечений – трубы $9,5 \times 8,33$ мм).

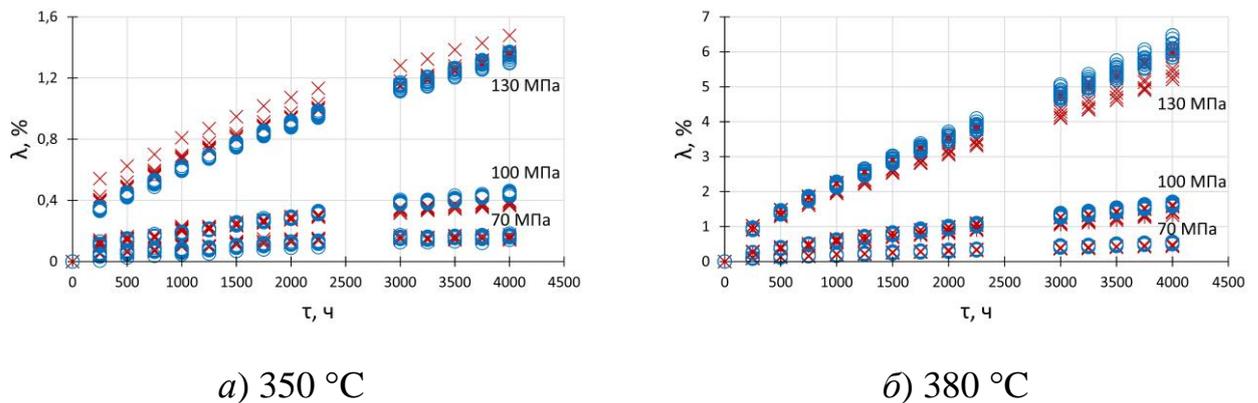


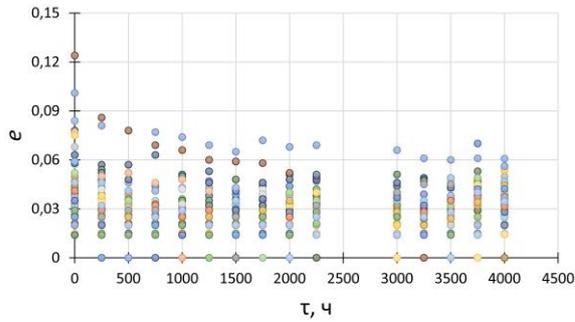
Рисунок 4.1 – Диаграммы ползучести по всем 5 сечениям образцов:

× – $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм; ○ – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм

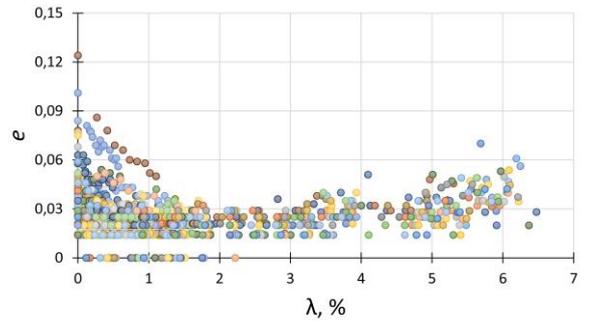
Для дальнейшего анализа использовались диаграммы ползучести $\lambda(\tau)$ всех образцов, для каждого в сечении наибольшей деформации.

Изменение эксцентриситета в зависимости от времени (Рисунок 4.2а) и от деформации ползучести (Рисунок 4.2б) построены для по всем 5 сечениям 30 образцов при всех 6 режимах испытаний). Под внутренним давлением ожидаемо растяжение окружности и «выпрямление» овала в круг (3.36), что подтвердилось испытаниями (Рисунок 4.2б).

В исходном состоянии эксцентриситет $e = 0,026 \dots 0,068$ у труб $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм и $e = 0,035 \dots 0,124$ – для $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм (Рисунок 4.2а). На тех же образцах через 4000 ч ползучести нашли $e = 0,021 \dots 0,061$ и $e = 0,020 \dots 0,056$, соответственно (Рисунок 4.2а). Поскольку всюду эксцентриситет $e \ll 1$, изгиб практически отсутствует и далее не учитывается: напряжения считаются однородными по окружности и по толщине стенки – как и при растяжении листа.



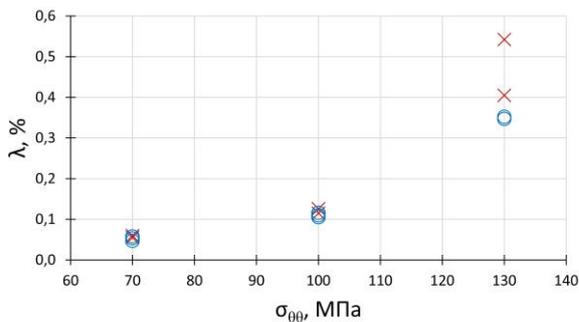
а) со временем испытания



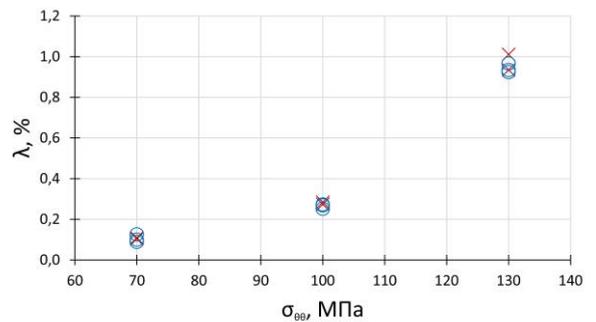
б) в зависимости от удлинения

Рисунок 4.2 – Изменение эксцентриситета e образцов при ползучести под внутренним давлением

В каждом варианте испытаний под внутренним давлением сделано по 14 отсчётов деформации каждого образца (Рисунок 4.1). Первый отсчёт – через 250 ч и далее – равномерно через каждые 250 ч до 4000 ч (за исключением точек 2500 и 2750 ч). На Рисунке 4.3 показана в зависимости от напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ остаточная деформация всех образцов при первом отсчёте – через 250 ч ползучести, а на Рисунок 4.4 – через 4000 ч. Наибольшая деформация через 4000 ч под напряжением 130 МПа составила 1,3–1,5% при 350 °С и около 6% при 380°С (Рисунок 4.4).



а)



б)

Рисунок 4.3 – Зависимость остаточной деформации λ через 250 ч ползучести от напряжения $\sigma_{\theta\theta}$: \times – $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм; \circ – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм

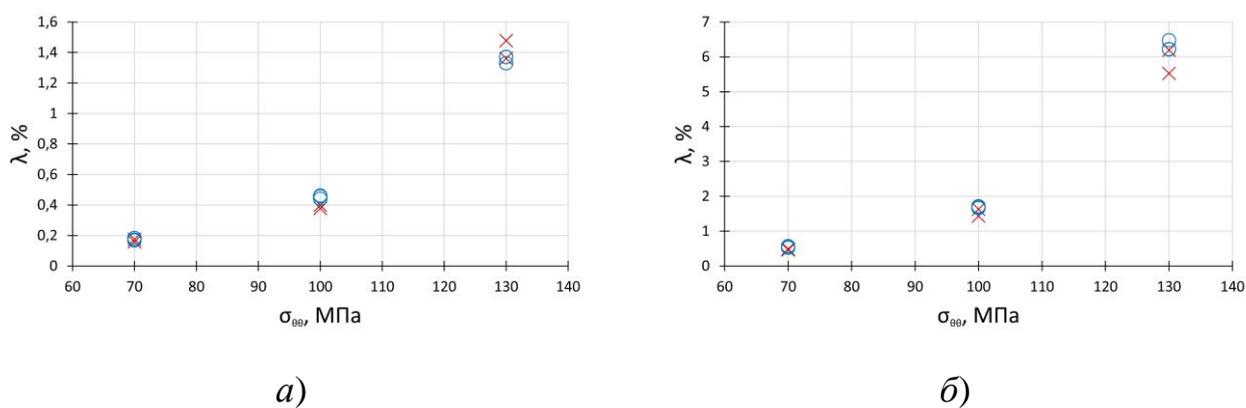


Рисунок 4.4 – Зависимость остаточной деформации λ через 4000 ч ползучести от напряжения $\sigma_{\theta\theta}$: \times – $\text{Ø } 9,1 \times 7,73$ мм; \circ – $\text{Ø } 9,5 \times 8,33$ мм

Для каждого режима испытаний под внутренним давлением найдена (Таблица 4.1 и 4.2) ошибка s_i первичных измерений (2.10), константы a_k уравнения (1.5) с их вариациями ($v_k = \delta a_k / a_k$): начальная λ_0' и стационарная λ_{II}' скорость ползучести, постоянная времени τ_0 её установления и ожидаемый из (1.6) предельный вклад λ_I переходного процесса.

Для всех данных расчёты (Таблица 4.1 и 4.2) проведены дважды. В первом варианте допускалось превышение предела текучести – начальная пластическая деформация λ_0 «прежде ползучести» (уравнение (1.5) с $f=4$ константами – Таблица 4.1). Второй вариант (Таблица 4.2) – без такой деформации λ_0 ($f=3$ и $a_1 \equiv 0$). Приемлемость моделей сопоставляют по отношению дисперсий для них $s_i^2(f=4)/s_i^2(f=3)$. Это отношение значимо не отличалось от единицы, а в таких случаях принимается вариант с меньшим числом параметров: $f=3$.

(И кроме того, после увеличения числа параметров до $f=4$ стал неопределённым другой параметр: для большинства режимов время выхода на стационарную стадию $\tau_0 > 4000$ ч – Таблица 4.1). Поэтому, хотя в варианте $f=4$ обнаруживается некоторое превышение предела текучести (под наибольшим напряжением $\sigma = 130$ МПа стартовая деформация $\lambda_0 = 0,22\text{--}0,37\%$), анализ далее проведён для $\lambda_0 = 0$ – при $f=3$ константах.

Таблица 4.1 – Параметры измеренных диаграмм ползучести (1.5) с 4 коэффициентами нелинейной регрессии

Труба	$T, ^\circ\text{C}$	$\sigma_{00}, \text{МПа}$	$\lambda_0, \%$	ν_{λ_0}	$\lambda_0', 10^{-5} \%$ /ч	$\nu_{\lambda_0'}$	$\lambda_{II}', 10^{-5} \%$ /ч	$\nu_{\lambda_{II}'}$	τ_0	ν_{τ_0}	$\lambda_I, \%$	$\lambda_{4000 \text{ ч}}, \%$	$s_i, \%$
Ø 9,1×7,73 мм	350	70	0,00	–	44,7	0,05	0,98	0,02	> 4000	–	0,15	0,17	0,010
		100	0,07	0,03	19,7	0,02	3,31	0,01	> 4000	–	0,24	0,39	0,010
		130	0,35	0,04	50,5	0,04	13,2	0,04	> 4000	–	0,71	1,42	0,068
	380	70	0,05	0,04	21,4	0,02	4,84	0,02	> 4000	–	0,29	0,47	0,012
		100	0,10	0,13	89,1	0,06	28,4	0,02	857	0,06	0,28	1,51	0,069
		130	0,37	0,11	308	0,06	119	0,01	599	0,07	0,68	5,81	0,218
Ø 9,5×8,33 мм	350	70	0,04	0,03	6,52	0,03	1,81	0,03	> 4000	–	0,09	0,18	0,008
		100	0,08	0,02	13,1	0,01	6,09	0,01	> 4000	–	0,19	0,45	0,008
		130	0,22	0,01	50,1	0,01	14,7	0,01	> 4000	–	0,72	1,35	0,015
	380	70	0,07	0,03	15,5	0,03	11,1	0,01	878	0,11	0,03	0,55	0,016
		100	0,12	0,02	63,5	0,01	31,0	0,00	1562	0,01	0,35	1,69	0,017
		130	0,32	0,04	297	0,01	130	0,00	670	0,02	0,72	6,26	0,077

Таблица 4.2 – Параметры измеренных диаграмм ползучести (1.5) с 3 коэффициентами нелинейной регрессии

Труба	$T, ^\circ\text{C}$	$\sigma_{00}, \text{МПа}$	$\lambda_0', 10^{-5} \%$ /ч	$\nu_{\lambda_0'}$	$\lambda_{II}', 10^{-5} \%$ /ч	$\nu_{\lambda_{II}'}$	τ_0	ν_{τ_0}	$\lambda_I, \%$	$\lambda_{4000 \text{ ч}}, \%$	$s_i, \%$
Ø 9,1×7,73 мм	350	70	44,7	0,05	0,98	0,02	> 4000	–	0,15	0,17	0,0100
		70*	34,4*	0,04*	2,8*	0,02*	1812*	0,02*	–*	0,17*	0,0096*
		100	103	0,03	5,23	0,01	1200	0,01	0,19	0,39	0,011
	380	130	591	0,07	20,22	0,02	905	0,02	0,62	1,42	0,068
		70	60,4	0,03	7,33	0,01	1182	0,02	0,18	0,47	0,013
		100	198	0,07	29,10	0,02	630	0,04	0,35	1,52	0,068
Ø 9,5×8,33 мм	350	130	799	0,08	120,45	0,01	439	0,04	1,00	5,82	0,213
		70	59,5	0,06	2,84	0,01	775	0,02	0,07	0,18	0,009
		100	159	0,03	8,57	0,01	463	0,01	0,12	0,46	0,009
	380	130	306	0,02	22,75	0,00	774	0,01	0,46	1,37	0,021
		70	205	0,07	11,37	0,01	286	0,03	0,09	0,55	0,015
100	148	0,01	34,04	0,00	666	0,01	0,33	1,69	0,018		
130	636	0,02	132,35	0,00	471	0,01	0,98	6,27	0,077		

Примечание: Звёздочкой отмечены данные, расчёты которых проводились по (2.12)

В одном варианте режима (труба Ø 9,1×7,73 мм при самом низком напряжении и температуре: 70 МПа, 350 °С) ползучесть за время испытаний $\tau = 4000$ ч ещё не вышла на стационарную стадию, что видно и по диаграмме – Рисунок 4.1а. Для него расчёт по частному уравнению логарифмической

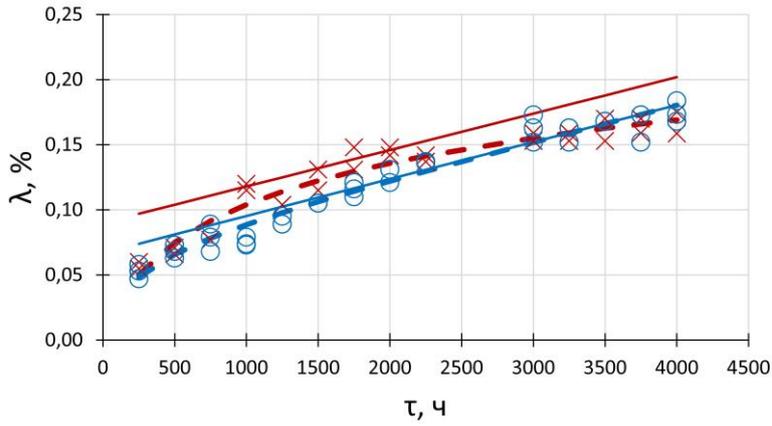
ползучести (2.12) с $f=3$ коэффициентами дал меньшую дисперсию модели (Таблица 4.2).

На Рисунке 4.5 и 4.6 для всех испытаний нанесены все экспериментальные точки $\lambda_i(\tau_i)$, а по значениям λ_I и λ_{II}' из Таблицы 4.2 проведены прямые стационарной ползучести $\lambda(\tau) = \lambda_I + \lambda_{II}'\tau$. Качество параметризации для каждого варианта показывают на Рисунке 4.5 и 4.6 зависимости измеренных деформаций $\lambda_i(\tau_i)$ от прогнозируемых из (1.5): $\lambda(\tau_i) = Y_i(x_i)$.

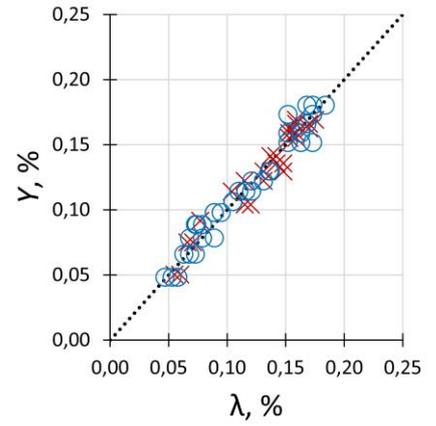
Найденные для всех вариантов значения показателя $m \pm s_m$ (2.17) и (2.19) (вместе с условной постоянной a (2.18)) приведены в Таблице 4.3. Дисперсия s_m довольно высокая, так что изменение m с температурой и различие в показателе m между сплавами не прослеживается. Средневзвешенное для всех вариантов значение $m = 3,82 \pm 0,18$.

В модели (1.3) скорость ползучести приближается к постоянной ϵ_{II}' по экспоненте, у которой постоянная времени τ_0 не зависит от напряжения (при данной температуре). Найденные из эксперимента значения τ_0 при всех напряжениях $\sigma_{\theta\theta}$ сравниваются на Рисунке 4.7. (Такое сравнение надёжнее, чем по некоторому «времени конца I стадии», которое зависит от погрешности в разности скоростей – в каждом образце разной). Рассеяние результатов не позволяет однозначно судить об изменениях постоянной τ_0 с напряжением. Ускорение с нагревом значимо просматривается только для сплава Э110шт Ø 9,1×7,73 мм.

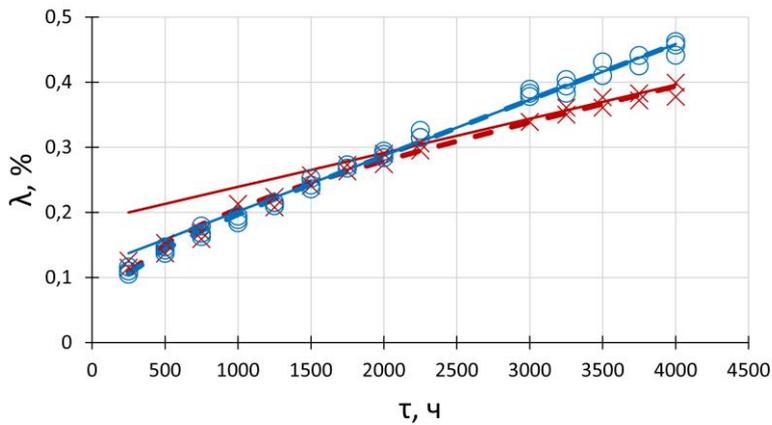
При трёх разных напряжениях $\sigma_{\theta\theta}$ испытан сплав с одной и той же структурой и начальной плотностью дислокаций ρ_0 . Но в переходном процессе первой стадии установилась разная стационарная плотность дислокаций $\rho_{\infty}(\sigma_{\theta\theta})$ и скорость $\lambda_{II}' \sim \rho_{\infty}$. Можно ожидать, что деформация первой стадии ϵ_I тем больше, чем больше разница $|\rho_0 - \rho_{\infty}|$ конечной и начальной структуры – чем выше напряжение $\sigma(\rho_{\infty})$. Действительно, полная возможная величина λ_I первой стадии (1.6) возрастает в несколько раз по мере роста напряжения от 70 до 130 МПа (Рисунок 4.8).



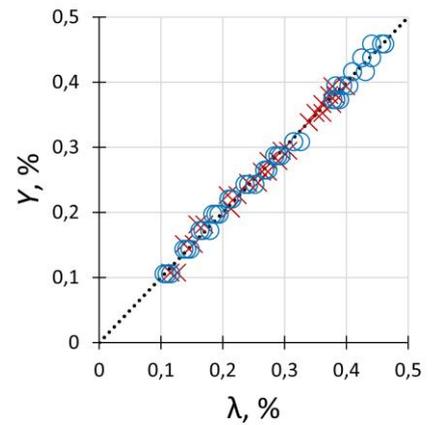
а) диаграмма 70 МПа



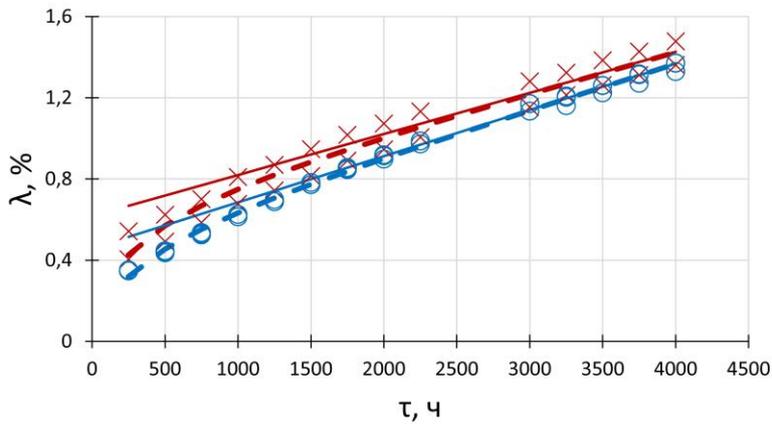
з) качество расчётов 70 МПа



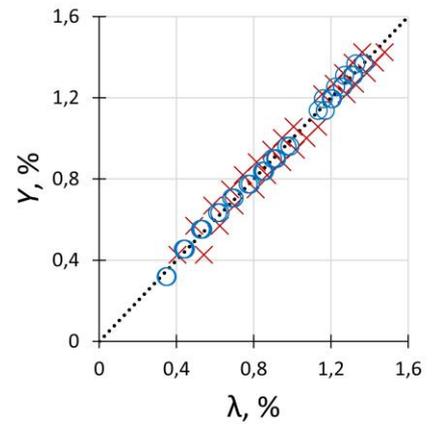
б) диаграмма 100 МПа



д) качество расчётов 100 МПа



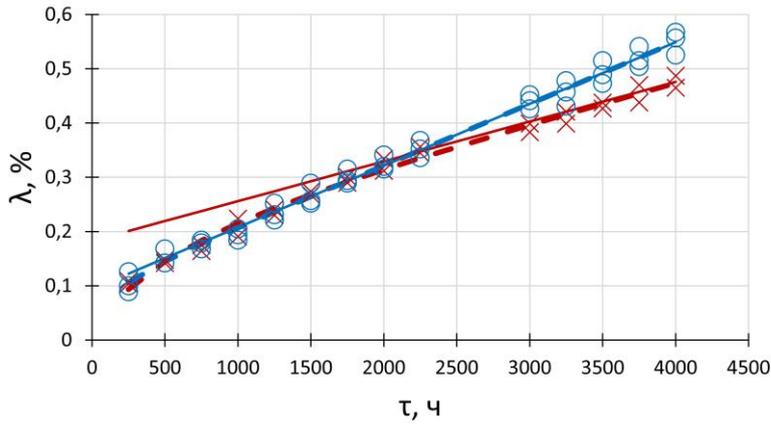
в) диаграмма 130 МПа



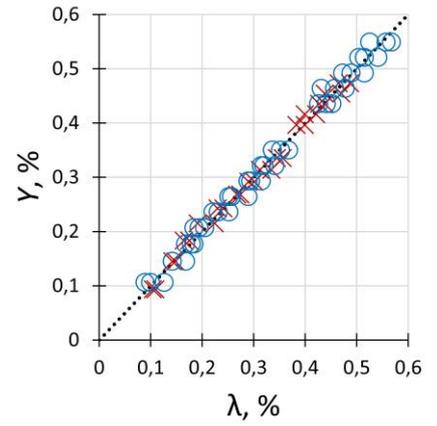
е) качество расчётов 130 МПа

Рисунок 4.5 – Диаграммы ползучести (а), (б), (в) и сопоставление расчётных значений деформации с экспериментальными (з), (д), (е) при 350 °С:

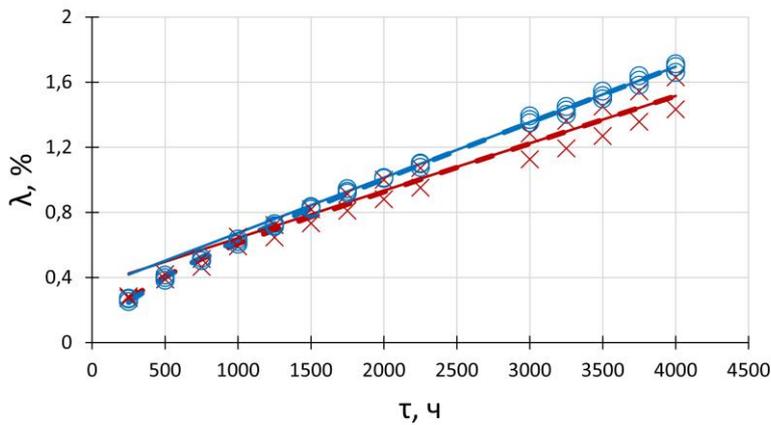
× – Ø 9,1×7,73 мм; ○ – Ø 9,5×8,33 мм, пунктир – модель; сплошные линии – стационарная ползучесть



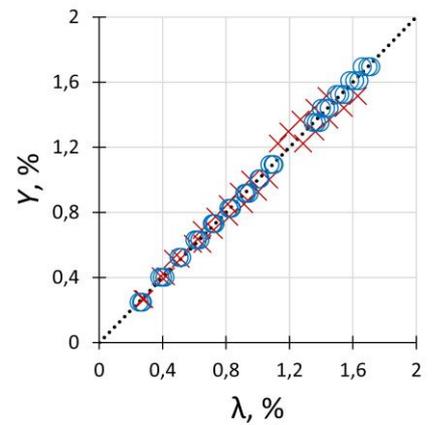
а) диаграмма 70 МПа



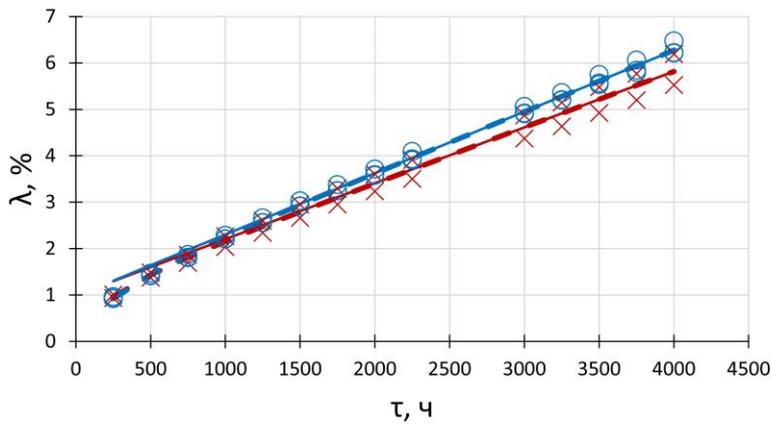
з) качество расчётов 70 МПа



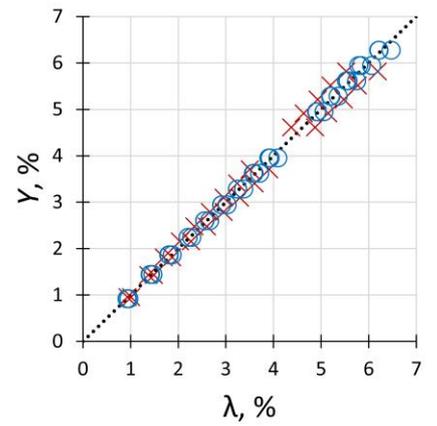
б) диаграмма 100 МПа



д) качество расчётов 100 МПа



в) диаграмма 130 МПа



е) качество расчётов 130 МПа

Рисунок 4.6 – Диаграммы ползучести (а), (б), (в) и сопоставление расчётных значений деформации с экспериментальными (з), (д), (е) при 380 °С:

× – Ø 9,1×7,73 мм; ○ – Ø 9,5×8,33 мм, пунктир – модель; сплошные линии – стационарная ползучесть

Таблица 4.3 – Показатель m степенной зависимости (2.13) напряжение–скорость ползучести

Труба	$T, ^\circ\text{C}$	m	s_m	a
$\text{Ø } 9,1 \times 7,73 \text{ мм}$	350	3,38	1,39	-1,67
	380	4,46	0,33	0,05
$\text{Ø } 9,5 \times 8,33 \text{ мм}$	350	3,51	0,22	-1,31
	380	4,31	0,78	0,16

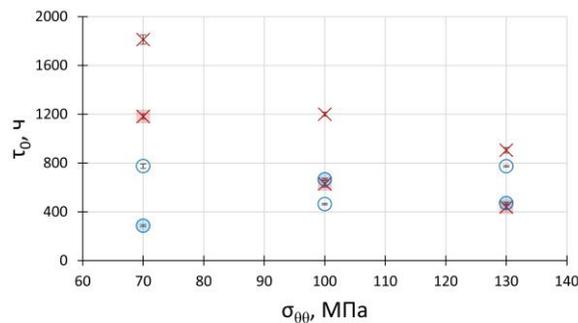


Рисунок 4.7 – Зависимость постоянной времени τ_0 установления стационарной ползучести от напряжения $\sigma_{\theta\theta}$: \times – $\text{Ø } 9,1 \times 7,73 \text{ мм}$; \circ – $\text{Ø } 9,5 \times 8,33 \text{ мм}$; пустые точки – $350 \text{ }^\circ\text{C}$; окрашенные точки – $380 \text{ }^\circ\text{C}$

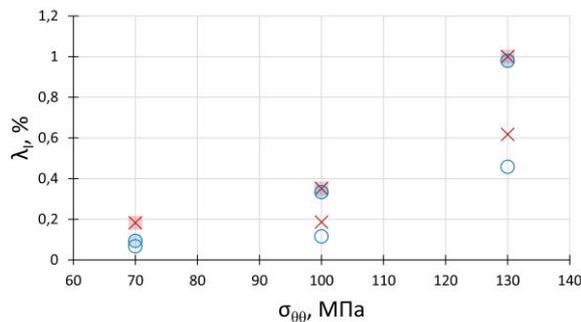


Рисунок 4.8 – Зависимость предельной деформации I стадии от напряжения $\sigma_{\theta\theta}$: \times – $\text{Ø } 9,1 \times 7,73 \text{ мм}$; \circ – $\text{Ø } 9,5 \times 8,33 \text{ мм}$; пустые точки – $350 \text{ }^\circ\text{C}$; окрашенные точки – $380 \text{ }^\circ\text{C}$

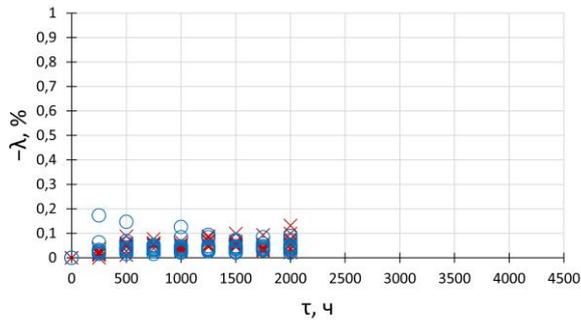
4.2 Наружное давление

Обобщённые (для всех пяти сечений) результаты испытаний труб на ползучесть под наружным давлением приведены на Рисунке 4.9, а для сечений с

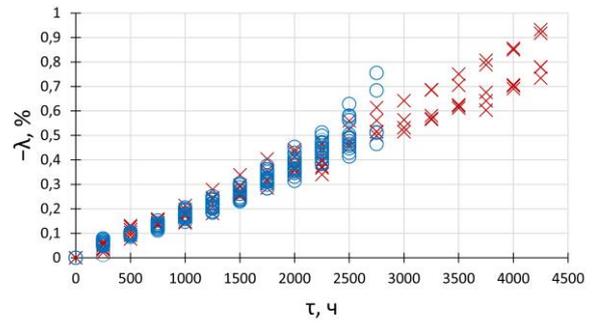
максимальным эксцентриситетом – на Рисунке 4.10 и 4.11. Рассеяние значений окружного сжатия $\lambda(\tau)$ по сечениям на Рисунке 4.9 обусловлено «жесткостью» краевых сечений и, возможно, различием в исходном эксцентриситете и разнотолщинности (в пределах нормы стандарта, Рисунок 2.2 и 2.11).

Все диаграммы ползучести на Рисунке 4.9 и 4.10 содержат первую неустановившуюся стадию, сменяемую второй «стационарной». При этом несмотря на очень низкую величину окружного сжатия $-\lambda_{\max} = 0,1-0,9\%$, во всех диаграммах ползучести (за исключением режимов при $\sigma_{\theta\theta} = 70$ МПа), проявляется и ускоренная стадия ползучести (Рисунок 4.9 и 4.10). Такие диаграммы ползучести прервались по причине «схлопывания» трубы – сплющиванием до соприкосновения сторон (Рисунок 4.12а), хотя при тех же напряжениях и температурах в испытаниях под внутренним давлением наблюдали «округление» труб (Рисунок 4.12б).

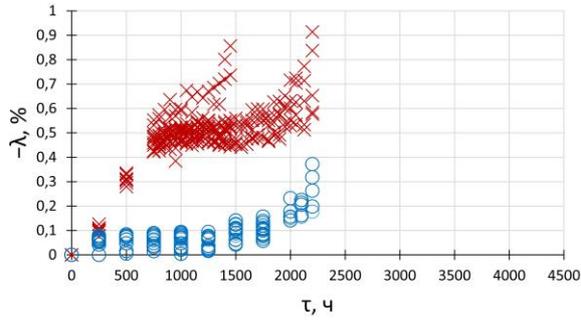
Как и предсказывала траектория деформирования (3.36) в испытаниях под наружным давлением у трубы растёт эксцентриситет e , а её контур сжимается $\lambda < 0$ (Рисунок 4.11). В Таблице 4.4 и 4.5 приведены общая выдержка τ_{\max} , последняя выдержка $\Delta\tau_{\max}$ и эксцентриситет e_{\max} перед потерей устойчивости (до схлопывания). Эксцентриситет $e \leq 0,1$ – в пределах допускаемой исходной овальности, при испытании он быстро возрастает (Рисунок 4.11). Для «толстостенных» труб диаметром 9,1 мм ($2a_0/h = 13,28$) эксцентриситет эллипса $e_{\max} = 0,25-0,50$, для «тонкостенных» труб диаметром 9,5 мм ($2a_0/h = 16,24$) получено $e_{\max} = 0,15-0,50$ (Рисунок 4.11).



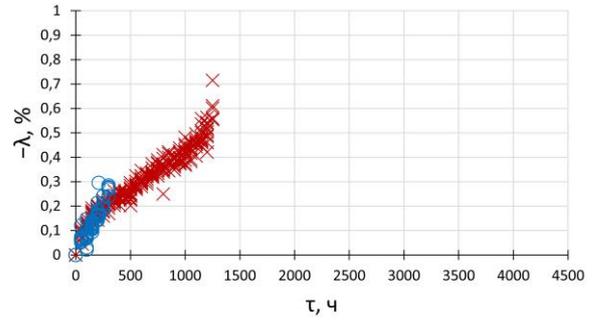
а) 350 °С, 70 МПа



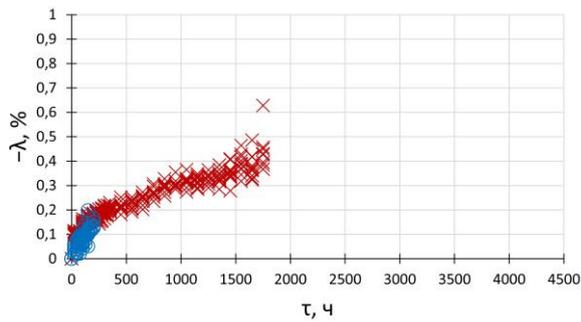
з) 380 °С, 70 МПа



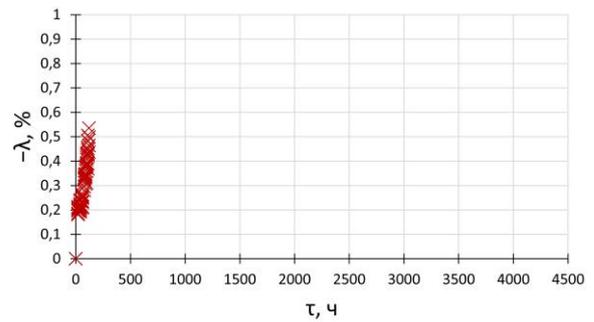
б) 350 °С, 100 МПа



д) 380 °С, 100 МПа

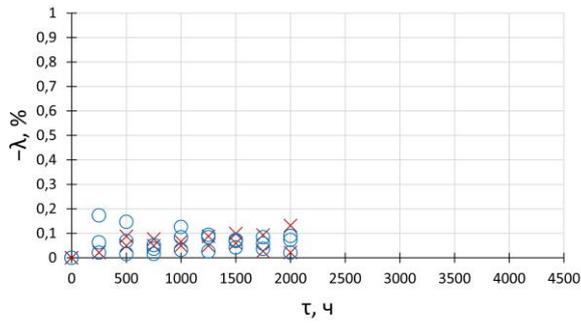


в) 350 °С, 130 МПа

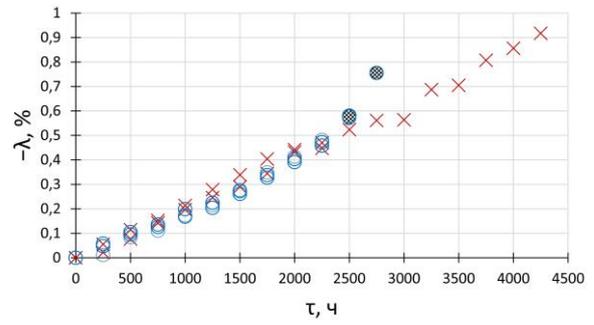


е) 380 °С, 130 МПа

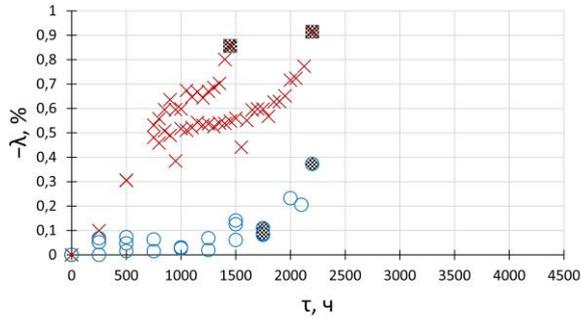
Рисунок 4.9 – Диаграммы ползучести труб под наружным давлением (обобщены по пяти сечениям): × – Ø 9,1×7,73 мм; ○ – Ø 9,5×8,33 мм



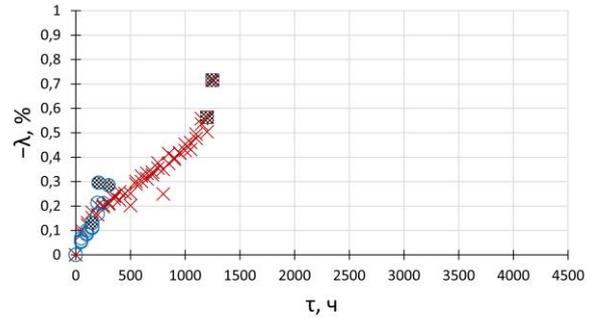
а) 350 °С, 70 МПа



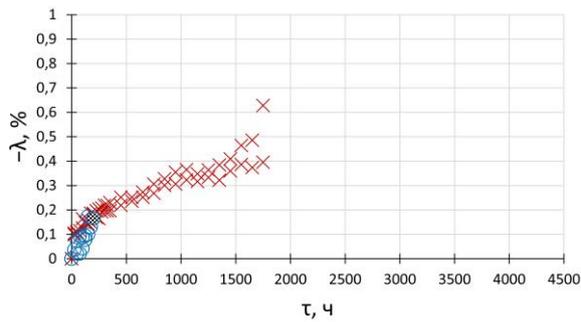
z) 380 °С, 70 МПа



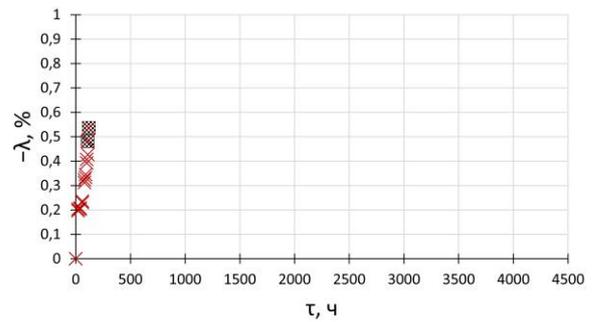
б) 350 °С, 100 МПа



д) 380 °С, 100 МПа

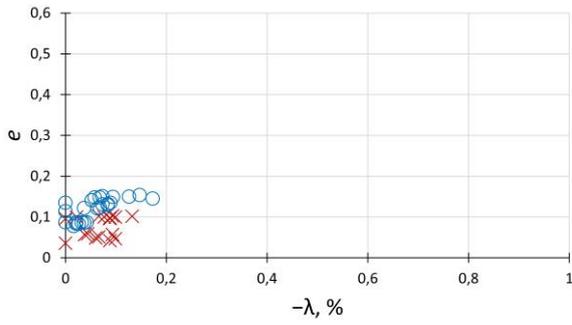


в) 350 °С, 130 МПа

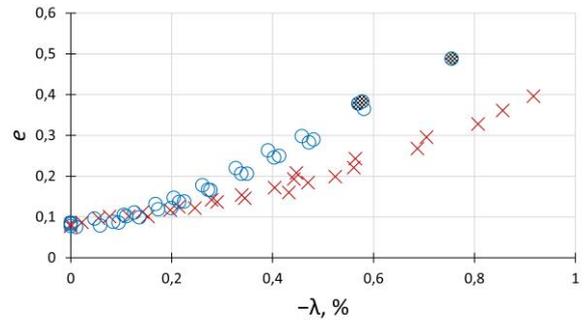


е) 380 °С, 130 МПа

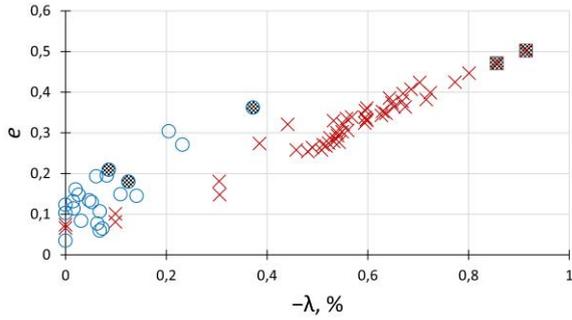
Рисунок 4.10 – Диаграммы ползучести труб под наружным давлением в сечении с e_{\max} (темные точки – результаты измерения непосредственно перед схлопыванием трубы): \times – $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм; \circ – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм



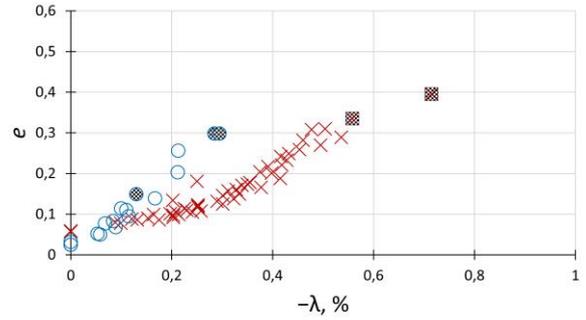
а) 350 °С, 70 МПа



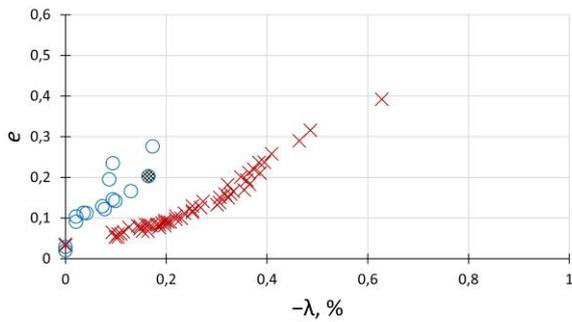
з) 380 °С, 70 МПа



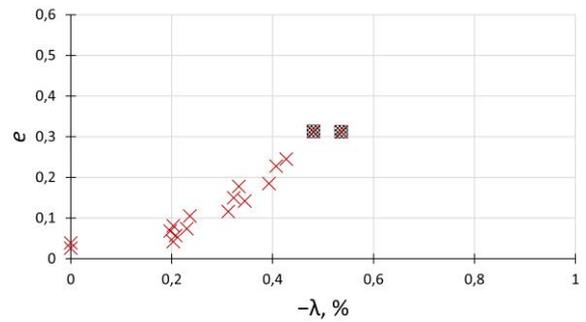
б) 350 °С, 100 МПа



д) 380 °С, 100 МПа



в) 350 °С, 130 МПа



е) 380 °С, 130 МПа

Рисунок 4.11 – Траектория деформирования труб при ползучести под наружным давлением в сечении с ϵ_{\max} (темные точки – результаты измерения непосредственно перед схлопыванием трубы):

× – $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм; ○ – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм



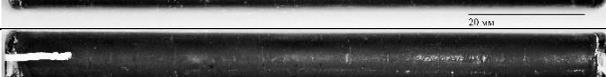
а) под наружным после 2500 ч



б) под внутренним после 4000 ч

Рисунок 4.12 – Образцы трубы $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм после испытаний на ползучесть при 70 МПа, 380 °С

Таблица 4.4 – Результаты испытаний на ползучесть труб $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм

$T, ^\circ\text{C}$	$\sigma_{00}, \text{МПа}$	$\tau_{\text{max}}, \text{ч}$	$\Delta\tau_{\text{max}}, \text{ч}$	ϵ_{max}	Образец после испытаний (вид со стороны прокрашенной риски)
350	70	2000	–	0,102 (5)	
350	70	2000	–	0,114 (1)	
350	100	2200	75	0,502 (5)	
350	100	1450	50	0,471 (5)	
350	130	1750	–	0,237 (5)	
350	130	1750	–	0,392 (5)	
380	70	4250	–	0,396 (5)	
380	70	2250*	–	0,208 (1)	
380	100	1200	50	0,367 (1)	
380	100	1250	50	0,395 (1)	
380	130	110	10	0,313 (2)	
380	130	120	10	0,312 (2)	

Примечания: 1. В скобках приведен номер сечения трубы с максимальным эксцентриситетом. 2. Звёздочкой отмечено время от начала испытания, при котором произошла разгерметизация трубы.

Таблица 4.5 – Результаты испытаний на ползучесть труб $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм

$T, ^\circ\text{C}$	$\sigma_{00}, \text{МПа}$	$\tau_{\text{max}}, \text{ч}$	$\Delta\tau_{\text{max}}, \text{ч}$	ϵ_{max}	Образец после испытаний (вид со стороны покрашенной риски)
350	70	2000	–	0,084 (5)	
350	70	2000	–	0,151 (5)	
350	70	2000	–	0,135 (1)	
350	100	1750	250	0,195 (1)	
350	100	2200	2250	0,362 (4)	
350	100	1750	250	0,209 (5)	
350	130	150*	–	0,276 (3)	
350	130	200	25	0,203 (2)	
380	70	2750	50	0,488 (1)	
380	70	2500	250	0,378 (1)	
380	70	2500	250	0,383 (1)	
380	100	300	50	0,298 (3)	
380	100	150	25	0,149 (4)	
380	100	210	10	0,298 (3)	
380	130	–	< 3	–	
380	130	–	< 3	–	
380	130	–	< 3	–	

Примечания: 1. В скобках приведен номер сечения трубы с максимальным эксцентриситетом. 2. Звёздочкой отмечено время от начала испытания, при котором произошла разгерметизация трубы.

Образцы схлопнулись в течение последующей выдержки Δt , составившей в большинстве случаев 2–8% максимальной τ_{\max} (Таблица 4.4 и 4.5). При самом тяжелом режиме (380 °С, 130 МПа) образцы диаметром $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм схлопнулись примерно за 3 ч, и потому для них отсутствуют диаграммы ползучести и траектории. При низком окружном напряжении $\sigma_{\theta\theta} = 70$ МПа потери устойчивости не установлено в течение 2000 ч (за исключением «тонкостенных» образцов $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм при 380 °С). Связь значений e_{\max} и окружного сжатия λ_{\max} в различных испытаниях демонстрирует Рисунок 4.13.

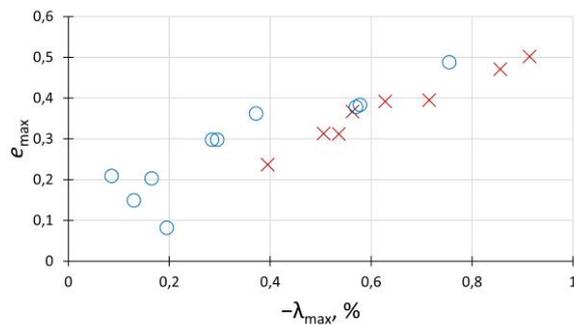


Рисунок 4.13 – Эксцентриситет e_{\max} и окружное сжатие λ_{\max} непосредственно перед схлопыванием труб: × – $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм; ○ – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм

Глава 5. Обсуждение результатов

Для сопоставления экспериментов с решением (3.36) есть несколько ограничений. Уравнение (3.36) предполагает, что средняя линия $R(\theta)$ – эллипс. Однако из-за нелинейности смещений при $p \neq 1$ эллипс преобразуется в угловатый овал с добавочными осями симметрии. Однако до этого момента симметрия эллипса была нарушена вмятинами. Возможных причин для них несколько.

Окружность трубы $R(\theta)$ в интервале углов $0 < \theta < 2\pi$ имеет $p = 1$ период; у эллипса $p = 2$ периода, у симметричной пары вмятин $p = 4$. Для круглой трубы радиусом R упругая потеря устойчивости моды p требует наружного давления (1.12). Существуют иные записи условия (1.12) по причине различий в исходной конфигурации: окружность [34], слабый овал [43], дуга кривизной κ_0 [48], прямая лента, сворачиваемая в кольцо [42].

Критическое упругое окружное сжатие $\lambda_p = |q|a/(Eh)$ или

$$\lambda_p = (p^2 - 1)(h/R)^2 / [12(1 - \nu^2)]. \quad (6.1)$$

Слабая овальность труб ($p = 2$) была исходно. Наблюдаемый переход $p = 2 \rightarrow 4$ потребует упругой деформации $\varphi_4 = 5\varphi_2$. Она будет ниже предела текучести только в очень тонком кольце: $(h/a) \ll 1$. Наблюдаемое образование вмятин – явление не упругое, а пластическое.

Проектное давление q в исходном круговом кольце задают по начальному окружному напряжению $\sigma_0 = |q|a_0/h$. Оно должно быть ниже, чем предел текучести σ_s . Однако, когда при ползучести под постоянным наружным давлением q кольцо становится эллиптическим, окружное напряжение растёт: от появления моментов M и от увеличения большого диаметра $2a$. В точке А на поверхности трубы (Рисунок 3.1в) окружное напряжение наибольшее:

$$|\sigma|_{\max} = |6M_A / h^2| + |P_A / h|. \quad (6.2)$$

При $|\mu_A| \approx 1/2$ это соответствует

$$|\sigma|_{\max} / \sigma_0 = 1 + [3a_0 / (2h)] e^2 (1 - e^2). \quad (6.3)$$

В момент, когда в точке А достигается предел текучести $|\sigma|_{\max} = \sigma_s$, к ползучести добавляется «мгновенная» пластическая деформация. Далее зона текучести расширяется по толщине и окружности, сплющивание ускоряется:

изменяется геометрия образца и окружные напряжения круто растут вместе с моментом M . Это не «третья стадия» от изменений в структуре материала или порообразования [14]. Для трубы под постоянным наружным давлением q теряет смысл само понятие «стадия стационарной ползучести» [14].

Если стенка всюду остаётся упругой, то наибольшему эксцентриситету (Рисунок 4.13) перед пластическим схлопыванием «толстостенных» труб $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм ($a_0/h_0 = 6,25$) соответствует предельное окружное напряжение (6.2): у поверхности близ точки А $\sigma_{\max} = 259\text{--}274$ МПа при 350 °С и $\sigma_{\max} = 207\text{--}235$ МПа при 380 °С. Для «тонкостенных труб» $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм ($a_0/h_0 = 7,62$) получено $\sigma_{\max} = 142\text{--}230$ МПа при 350 °С и $\sigma_{\max} = 124\text{--}215$ МПа при 380 °С. Согласно Таблице 2.1 предел текучести сплава Э110 в окружном направлении $\sigma_{0,2} \approx 160\text{--}170$ МПа при $350\text{--}380$ °С – значительно ниже. Превышение ожидаемого σ_{\max} над пределом текучести $\sigma_{0,2}$ означает, что у поверхности на концах большого диаметра при последнем промере уже была пластическая зона – очаг схлопывания.

Критическое значение соотношения осей $(b/a)_{\text{кр}}$ при начале текучести находили в [20] из аналогичного (6.2) соотношения, но только при слабом синусоидальном возмущении окружности и без учёта силы P . По данным измерений ползучести при 350 °С труб $2a_0/h = 12,5$ (для реактора ВВЭР) под наружным давлением [20] найден переход к быстрому смятию: $(b/a)_{\text{кр}} \approx 0,91$, что соответствует $e_{\text{кр}} = 0,41$. Поскольку критическая деформация $\lambda_{\text{кр}}(e_{\text{кр}})$ до начала быстрого смятия довольно малая, прогнозирование сплющивания от ползучести с экстраполяцией на порядки вперёд по времени [14] даёт оптимистичные результаты: они не предвидят катастрофу ускорения ползучести по достижении общей текучести.

Скорости окружного сжатия λ' и изменения эксцентриситета e' в каждый момент жёстко связаны. По этой причине время достижения $\tau_{\text{кр}}$ некоторого состояния $\lambda_{\text{кр}}(e_{\text{кр}})$ можно находить интегрированием одной (любой) компоненты скорости:

$$\lambda_{\text{кр}} = \int_0^{\tau_{\text{кр}}} \lambda'(\tau) d\tau,$$

$$e_{\text{кр}} = \int_0^{\tau_{\text{кр}}} e'(\tau) d\tau.$$

Можно сравнивать, например, время $\tau_{\text{кр}} \approx \lambda_{\text{кр}}/\lambda'$ до критического момента $\lambda'_{\text{кр}}(e_{\text{кр}})$ при изменении окружного напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ или толщины стенки при одном и том же $\sigma_{\theta\theta}$. Время $\tau_{\text{кр}}$ можно оценить и по скорости ползучести под внутренним давлением (при $e' = 0$) под тем же окружным напряжением $\sigma_{\theta\theta}$.

Кривые уравнения (3.36) проходят через точку $\lambda = 0$; $e_0 \neq 0$, то есть сильно зависят от начальной овальности трубы e_0 . В разных трубах этот эксцентриситет $e_0 = 0,03-0,08$. Он менялся и по длине трубы. Но стабильно меняется траектория в диапазоне $e_1 > e_0$ – разность

$$|\lambda_1| - |\lambda| \approx (1/4)(e_1^{-2} - e^{-2}).$$

На Рисунке 5.1 в единых координатах $e(\lambda)$ приведены данные о ползучести исследованных труб под наружным давлением, полученные при всех выбранных режимах. Действительно, после большого рассеяния при $e \leq 0,1$ устанавливается единая траектория $e(\lambda)$ – каждая для своей толщины труб (h_0/a_0).

Сравнительную важность показателей ползучести определяет конструкция – критические события ползучести в её жизненном цикле. В сборке твэл реактора расчётный штатный режим (Рисунок 5.2) – ползучесть (сжатие) под постоянным наружным давлением теплоносителя до момента посадки трубы на топливный столб, а затем расширение (растяжение) со скоростью, заданной радиационным распуханием топливного столба. При заданных номинальных зазорах момент посадки зависит не только от скорости ползучести, но и от начальной овальности и окружной разностенности трубы.

Но есть участки с заведомо нештатным режимом, где внутри трубы нет столба (разорван, осыпался). Здесь ползучесть под непрерывным сжатием приводит к потере устойчивости и местному сплющиванию. От этого теряется также и жёсткость при продольном сжатии – труба может «переламываться».

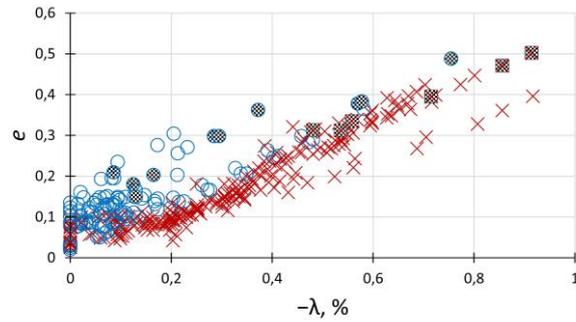
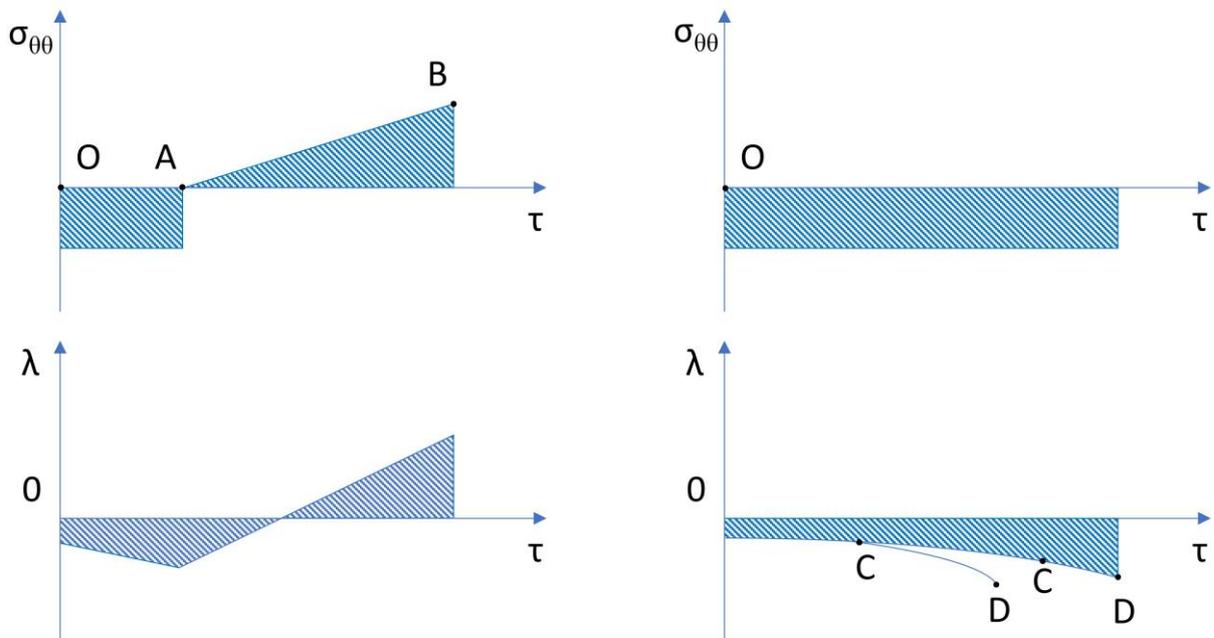


Рисунок 5.1 – Траектория деформирования исследованных труб при ползучести под наружным давлением в сечении с e_{\max} при всех параметрах испытания: темные точки – результаты измерения непосредственно перед схлопыванием трубы; × – Ø 9,1×7,73 мм; ○ – Ø 9,5×8,33 мм



а) штатный режим

б) локальный в месте отсутствия топлива

Рисунок 5.2 – Эволюция окружных напряжений и деформации трубы в жизненном цикле ТВЭЛ: ОА – окружное сжатие давлением теплоносителя; А – посадка на топливный столб; АВ – расширение трубы от распухания столба; С – потеря устойчивости формы; D – сплющивание

Измерения и прогноз ползучести трубы под наружным давлением показали, что укорочение периметра (от сжатия) и изменение эксцентриситета овала (от

изгиба) взаимосвязаны: для всех режимов геометрия задаёт единую траекторию (3.36). Сплющивание начинается после довольно малого окружного сжатия: деформации 0,15–0,90% (Рисунок 4.13).

При одноосном растяжении или сжатии скорости ползучести обычно равные [14]. На Рисунке 5.3 показана связь измеренной деформации $\lambda(\tau)$ окружного сжатия под наружным давлением (конечной перед сплющиванием) и деформации $\lambda(\tau)$ за это же время под внутренним давлением при равном начальном напряжении и температуре на этих же трубах (точка – среднее по 2–3 образцам, под внутренним давлением значения $\lambda(\tau)$ в такой же момент найдены интерполяцией: из уравнения (1.5) с константами по Таблице 4.2).

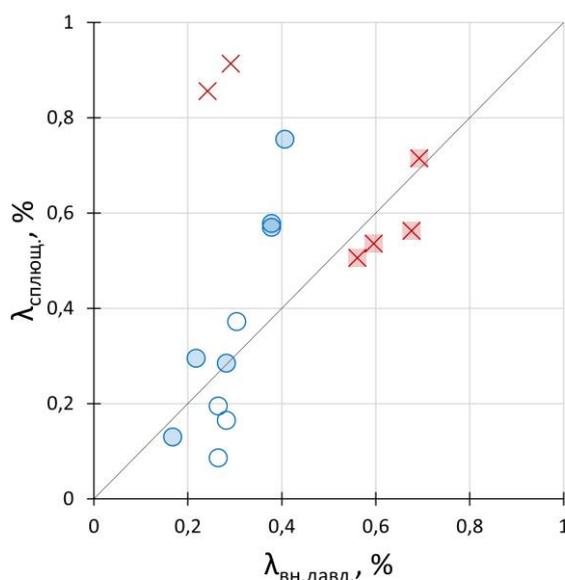


Рисунок 5.3 – Связь деформации $\lambda(\tau)$ окружного сжатия под наружным давлением (конечной перед сплющиванием) и деформации $\lambda(\tau)$ за это же время под равным внутренним давлением: \times – $\varnothing 9,1 \times 7,73$ мм; \circ – $\varnothing 9,5 \times 8,33$ мм; пустые точки – 350 °С; окрашенные точки – 380 °С

Начальная остаточная деформация λ_0 из рассматриваемого варианта модели исключена. Однако напряжения растут в процессе испытания. Под внутренним давлением – за счёт изменения толщины образца. В испытаниях оно компенсируется падением давления от изменения объёма образца по мере

вытяжки. В эксплуатации такой компенсации нет, если вздутие местное. Под наружным давлением при неизменном номинальном напряжении $\sigma_{\theta\theta}$ максимальное напряжение σ_A растёт непрерывно с изменением формы овала. Поэтому деформация $\varepsilon_c(\sigma_{\theta\theta})$ до начала сплющивания убывает (Рисунок 5.4). В пределе $\varepsilon_c(\sigma_s) \rightarrow 0$ сплющивание начинается сразу, когда достигнут предел текучести σ_s . Но для такой экстраполяции на Рисунке 5.4 данных мало.

А заменять окружной предел текучести трубы на $\sigma_s(T)$ одноосного растяжения вряд ли следует. От текстуры деформации и рекристаллизации – от деталей технологии – в них есть существенная разница. И обычное измерение $\sigma_s(T)$ трубы слишком грубое: растяжение с распрямлением трубы (либо до, либо во время испытания – на полукруглых вставках) задаёт начальный пластический изгиб $\varepsilon = h/D \sim 0,1$ – больше всей последующей деформации ползучести [49]. Мало точны и прямые измерения $\sigma_s(T)$ при изгибе диаметральной сжатием: остаточное сплющивание стальной трубы замечалось только после образования пластического шарнира [50].

Испытания нужны, чтобы в конечном счёте прогнозировать ресурс. В условиях работы труб в паровой энергетике и в реакторе есть общие факторы, но есть и специфика. Трубы под давлением при ползучести и усталости почти всегда разрушаются у концентраторов. Так, на продольной вмятине в тонкостенной трубе ($h/R = 1/75-1/120$) под внутренним давлением изгибающий момент давал концентрацию напряжений до 4,0–5,2 (из метода конечных элементов и по тензометрии [50]). Концентрация напряжений меньше, если вмятина короче, чем $20R$, («поддерживающий эффект» [50]). На таком концентраторе усталостная трещина прорастает сквозь трубу [51].

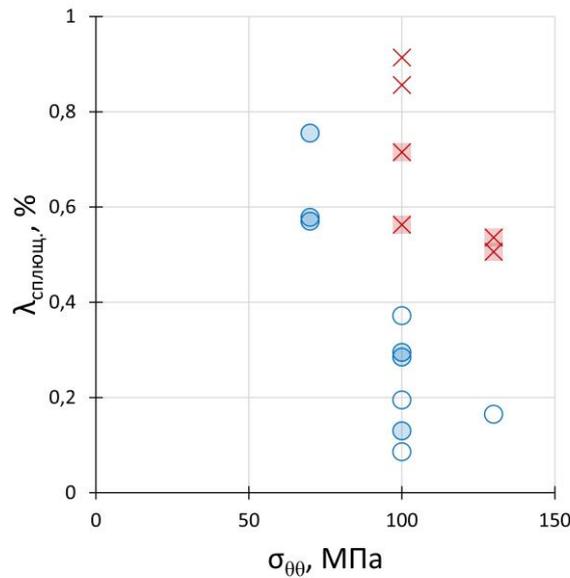


Рисунок 5.4 – Связь деформации $\lambda(\tau)$ окружного сжатия под наружным давлением (конечной перед сплющиванием) и номинального напряжения $\sigma_{\theta\theta}$:

× – Ø 9,1×7,73 мм; ○ – Ø 9,5×8,33 мм;

пустые точки – 350 °С; окрашенные точки – 380 °С

Наибольшая скорость ползучести толстостенных ($h/R \leq 1/2$) стальных труб тоже в концентраторах – конструктивных гibaх. Здесь пластический изгиб делает сечение овальным, а рабочее внутреннее давление выправляет его в круг, изгибая стенку. От её поверхности распространяется (в глубину и в ширину) фронт повреждения – образования микропор и микротрещин. Это третья стадия ползучести – до их слияния в макротрещину и разрыва. От ресурса всего паропровода – до 100000 ч при 500–600 °С – она занимает около половины времени [52].

История деформации трубы в реакторе отличается тем, что концентратор неизбежно появляется при штатной эксплуатации. Его место задано заполнением трубы. Здесь конструкция перегружается местным сплющиванием. Это критическое событие для ресурса трубы – потеря работоспособности при неповреждённом материале, прежде чем начнется третья стадия ползучести. Критична именно деформация, а не накопление повреждений – «предразрушение».

Местное критическое событие наступает при ещё вполне приемлемой деформации остальной трубы. Время до его достижения определяют совместно несколько необходимых условий.

Следует исключить начальную остаточную деформацию ε_0 – бесполезный расход ресурса. Для этого конструкцией реактора задано допустимое напряжение как некоторая доля $\sigma_0/\sigma_s(T) < 1$ от предела текучести.

Но есть ещё непрямая зависимость от технологической неоднородности трубы. Для смятия при ползучести есть критическая овальность. Начальная овальность пропорционально сокращает время до её достижения. Местная овальность – смятие – возможно на любых операциях с уже готовой трубой – до сборки.

Чем шире допуск на овальность (и разностенность трубы), тем больше нужен запас $[\sigma_s(T) - \sigma_0]$ по пределу текучести. Только при этих условиях будет полезно снижение стационарной скорости ползучести ε_{II}' .

Во всех случаях начальная скорость λ_0' на порядок и более превышает стационарную λ_{II}' (Таблица 4.2). Если, изменяя исходную структуру, приблизить её к стационарной $\rho_\infty(\sigma_{\theta\theta})$ при наибольшем напряжении $\sigma_{\theta\theta}$, то при $\rho_0 = \rho_\infty(\sigma_{\theta\theta})$ исчезнет быстрая первая стадия ($\lambda_I = 0$) и ресурс вырастет. Таким образом, термомеханические режимы технологии, повышающие долговечность трубы, в принципе возможны. Но полная возможная величина λ_I первой стадии (Рисунок 4.8) указывает предел достижимого при такой оптимизации.

ВЫВОДЫ

1 Поставлена и решена общая задача о кинетике ползучести трубы любой овальности под гидростатическим давлением. Описаны качественные различия изменений размера и формы: под внутренним давлением устойчивая форма трубы – окружность, под наружным давлением труба пластически неустойчива – изменяет овальность до сплющивания (или гофрирования).

2 Оптимизирована методика испытаний труб на ползучесть под гидростатическим давлением, в том числе приёмы измерений овальности и её неравномерности, анализ данных с предельным извлечением информации о константах кинетики, их надёжности и об адекватности сопоставляемых моделей ползучести.

3 Испытаны на ползучесть до 4000 ч (и более) 59 труб из циркониевого сплава типа Э110, применяемых для оболочек тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) ядерных энергетических реакторов ВВЭР. Режимы испытания на ползучесть под наружным и под внутренним давлением охватывали весь диапазон условий эксплуатации оболочек ТВЭЛ: окружные напряжения 70–130 МПа при температурах 350–380 °С (вне облучения).

4 Анализ данных экспериментов как нелинейной задачи на максимум правдоподобия показал, что во всём диапазоне напряжений и температур ползучесть под внутренним давлением следует обычному «двухстадийному» закону: неустановившийся процесс и стационарный чётко разделимы, время перехода между ними ~ 1000 ч. Ползучесть под наружным давлением нестационарная, сжатие и изгиб стенки трубы складываются с ростом напряжения до предела текучести.

5 Системой экспериментов подтверждены основные выводы из аналитического решения задачи. В одинаковых условиях ползучести скорости изменения длины периметра под внутренним и под наружным давлением совпадают, и они жёстко связаны со скоростью изменения овальности. Поэтому

при всех условиях ползучести под наружным давлением конфигурация трубы меняется по единой траектории вплоть до сплющивания.

6 Из уравнения кинетики ползучести трубы под давлением при экспериментально найденных его константах возможно прогнозировать потерю ресурса и риск при «нештатном» повреждении топливного столба – из-за неустойчивости и сплющивания или образования гофров оболочки твэл.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Никулина А.В., Решетников Н.Г. Циркониевые сплавы в атомной энергетике. М.: Энергоиздат, 1981. 232 с.
- 2 Колпаков Г.Н., Селиваникова О.В. Конструкции твэлов, каналов и активных зон энергетических реакторов. Томск: Изд-во ТПУ, 2009. 118 с.
- 3 Enigma VTT ENIGMA Calculations for FUMEX-III CRP [Текст]: research report: VTT-R-08459-11; Villie Tulkki. Finland, 2011. 48 p.
- 4 Малинин Н. Н. Прикладная теория пластичности и ползучести. Учебник для студентов вузов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: «Машиностроение», 1975. 400 с.
- 5 Perkins R.A., Shann S.-H. Prediction of creep anisotropy in zircaloy cladding. – In: Zirconium in the Nuclear Industry: 10th International Symposium. USA, 1994, pp. 469–482.
- 6 Matsuo Y. Thermal creep of Zircaloy-4 cladding under internal pressure // Journal of Nuclear Science and Technology. 1987. v. 24 (2). pp. 111–119.
- 7 Kim Y.S. Generalized creep model of Zircaloy-4 cladding tubes // Journal of Nuclear Materials. 1997. v. 250. pp. 164–170.
- 8 Bouffioux P., Rupa N. Impact of hydrogen on plasticity and creep of unirradiated Zircaloy-4 cladding tubes. – In: Zirconium in the Nuclear Industry: 12th International Symposium. USA, 2000, pp. 399–422.
- 9 Nam C., Choi B.-K., Lee M.-Ho, Jeong Y.-H. Creep strength of Zircaloy-4 cladding depending on applied stress and annealing temperature [rapid communication]. // Journal of Nuclear Materials. 2002. v. 305 (1). pp. 70–76.
- 10 Lee S.Y., Kim K.T., Hong S.I. Circumferential creep properties of stress-relieved Zircaloy-4 and Zr–Nb–Sn–Fe cladding tubes // Journal of Nuclear Materials. 2009. v. 392. pp. 63–69.
- 11 Chabretou V., Hoffmann P.B., Trapp-Pritsching S., Garner G., Barberis P., Rebeyrolle V., Vermoyal J. J. Ultra low tin quaternary alloys PWR performance – Impact of tin content on corrosion resistance, irradiation growth, and mechanical properties. –

In: Zirconium in the Nuclear Industry: 16th International Symposium. USA, 2011, pp. 801–826.

12 Tulkki V., Ikonen T. Modeling of Zircaloy cladding primary creep during load drop and reversal // *Journal of Nuclear Materials*. 2014. v. 445. pp. 98–103.

13 Franklin D.G., Adamson R.B. Implications of Zircaloy creep and growth to light water reactor performance // *Journal of Nuclear Materials*. 1988. v. 159. pp. 12–21.

14 Локощенко А.М. Ползучесть и длительная прочность металлов. М.: Физматлит, 2016. 504 с.

15 Дудинов В.Ф., Книжников Ю.Н., Платонов П.А. Влияние анизотропии свойства материала, градиентов температуры и остаточных напряжений в стенке оболочек твэлов реакторов ВВЭР на процесс овальной деформации в рабочих условиях // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Атомное материаловедение*. 1988. Т. 27. № 2. с. 59–66.

16 Ioka I., Kaji Y., Miyamoto Y., Nishiguchi I. Creep collapse of a heat transfer tube subjected to external pressure at high temperatures // *Nuclear Engineering and Design*. 1992. v. 137. pp. 259–266.

17 Kaji Y., Ioka I., Nishiguchi I., Miyamoto Y. Estimation of Creep Buckling Deformation Under External Pressure at Elevated Temperature // *Journal of Pressure Vessel Technology*. 1996. v. 118 (2). pp. 194–197.

18 Markus H.A. Piro, D. Sunderland, Livingstone S., Sercombe J., Revie W., Quastel A., Terrani K., Judge C. A review of pellet–clad interaction behavior in zirconium alloy fuel cladding [reference module] // *Materials Science and Materials Engineering*. 2017. 68 p.

19 Воробьев Е.Е., Штремель М.А. Особенности прочности объектов низкой размерности // *Деформация и разрушение материалов*. 2017. № 11. с. 2–15.

20 Дудинов В.Ф., Книжников Ю.Н., Платонов П.А. Об устойчивости оболочек ТВЭЛлов реакторов ВВЭР с исходной овальностью к смятию в процессе ползучести под действием внешнего давления // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Атомное материаловедение*. 1988. т. 27. № 2. с. 54–59.

21 Franklin D.G., Fisher H.D. Requirements for in-reactor Zircaloy creep measurements for application in the design of PWR fuel // *Journal of Nuclear Materials*. 1977. v. 65. pp. 192–199.

22 Cladding creep collapse [Текст]: non-proprietary report: FLN-2005-018; Margaret Harding. USA, 2005.

23 Новоселов А.Е., Павлов С.В., Поленок В.С., Марков Д.В. и др. Состояние оболочек ТВЭЛов ВВЭР после шести лет эксплуатации // *Физика и химия обработки материалов*. 2009. вып. 2. с. 24–32.

24 Куликов И.С., Ширвель П.И. Устойчивость оболочек при неравномерном нагреве, ползучести и облучении нейтронным потоком // *Теоретическая и прикладная механика: международный научно-технический сборник*. вып. 32. 2017. с. 59–64.

25 Rakesh S., Prasad P.N., Vijayakumar S. The clad collapse modeling of Indian PHWR fuel element, an FEM approach. – In: 6th International conference on WWER fuel performance, modelling and experimental support. Bulgaria, 2005.

26 Штремель М.А. Прочность сплавов. Часть 2. Деформация. М.: МИСиС, 1997. 526 с.

27 Li J.C.M. A dislocation mechanism of transient creep // *Acta Metallurgica. Letters to the editors*. 1963. v. 11 (11). p. 1269–1270.

28 Charit I., Murty K.L. Creep behavior of niobium-modified zirconium alloys // *Journal of Nuclear Materials*. 2008. v. 374. p. 354–363.

29 Adamson R., Garzarolli F., Patterson C. In-reactor Creep of Zirconium Alloys. Sweden: ANTI, 2009. 39 p.

30 Гильберт Д., Кон-Фоссен С. Наглядная геометрия. 5-е изд. / Пер. с нем. М.: Едиториал УРСС, 2010. 344 с.

31 Справочник по технической механике / Под ред. А.Н. Динник. М.-Л.: Гостехиздат, 1949. 736 с.

32 Тимошенко С.П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки / Пер. с англ. 3-е изд. М.: КД ЛИБРОКОМ, 2009. 640 с.

33 Хлуднев А.М. Задачи теории упругости в негладких областях. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 252 с.

34 Киселев В.В., Долгих Д.В. Нелинейно-упругие узоры из вмятин на поверхностях нагруженных пластин и оболочек. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. 164 с.

35 Das M., Vaziri A., Kudrolli A., Mahadevan L. Curvature condensation and bifurcation in an elastic shell. // *Phys. Rev. Letters*. 2007. v. 98, 014301.

36 Nikulina A.V. Zirconium-Niobium Alloys for Core Elements of Pressurized Water Reactors // *Metal Science and Heat Treatment*. 2003. v. 45 (7–8). p. 287–292.

37 Никулина А.В., Перегуд М.М., Воробьев Е.Е., Хохунова Т.Н. Размерная стабильность конструкционных изделий ТВС ВВЭР-1000 из циркониевого сплава Э-635 // *Атомная энергия*. 2017. т. 123 (4). с. 197–202.

38 Delobelle P., Robinet P., Bouffioux P., Geyer P., Le Pichon I. A unified model to describe the anisotropic viscoplastic behavior of Zircaloy-4 cladding tubes. – In: *Zirconium in the Nuclear Industry: 11th International Symposium*. USA, 1996, pp. 373–393.

39 Priser M., Rautenberg M., Cloue J.-M., Pivlin P., Feaugas X., Poquillon D. Multiscale analysis of viscoplastic behavior of recrystallized Zircaloy-4 at 400 °C. – In: *Zirconium in the Nuclear Industry: 16th International Symposium*. USA, 2011, pp. 269–298.

40 Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции (формулы, графики, таблицы). Изд. 6-е / Пер. с нем. М.: Наука, 1964. 344 с.

41 Клепиков Н.П., Соколов С.Н. Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия. М.: Наука, 1964. 184 с.

42 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Изд. 4-е. М.: Наука, 1987. 248 с.

43 Ванько В.И. Очерки об устойчивости элементов конструкций. Изд. 3-е. М.: МВТУ, 2015. 234 с.

44 Тимошенко С.П. История науки о сопротивлении материалов: с краткими сведениями из истории теории упругости и теории сооружений. Изд. 2-е / Пер. с англ. М.: Комкнига, 2006. 536 с.

- 45 Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур / Пер. с англ. М.: Мир, 2002. 461 с.
- 46 Быстрой Г.П. Термодинамика необратимых процессов в открытых системах. М.–Ижевск: РХД, 2011. 264 с.
- 47 Циглер Г. Экстремальные принципы термодинамики необратимых процессов и механика сплошной среды / Пер. с англ. М.: Мир, 1966. 136 с.
- 48 Саусвелл Р.В. Введение в теорию упругости для инженеров и физиков / Пер. с англ. М.: ИЛ, 1948. 676 с.
- 49 Измалков И.Н., Лошманов Л.П., Костюхина А.В. Механические свойства сплава Э110 при температурах до 1273 К // Известия вузов. Ядерная энергетика. 2013. № 2. с. 64–70.
- 50 Хажинский Г.М. Механика мелких трещин и надежность элементов трубопроводов. М.: ИНЭК, 2007. 233 с.
- 51 Сапунов В.Т. Прочность поврежденных трубопроводов. Течь и разрушение трубопроводов с трещинами. Изд. 3-е. М.: КомКнига, 2019. 192 с.
- 52 Гладштейн В.И. Микроповреждаемость металла высокотемпературных деталей энергооборудования. М.: Машиностроение, 2014. 364 с.