

чения параметра α_1 , который характеризует размеры реактора. Стационарная мощность реактора для всех случаев одинакова. Как видно из рис. 1, при $\alpha_1 > > 10^{-3}$ форма нейтронного поля практически синусоидальна, и в этом случае для некоторых расчетов можно использовать «точечное» приближение в описании кинетики нейтронов. Для реакторов больших размеров ($\alpha_1 < 10^{-3}$) форма нейтронного поля существенно отличается от синусоидальной и такое упрощение неправомерно. На рис. 2 приведена зависимость стационарной мощности реактора от скорости циркуляции горячего при неизменном положении регулирующих стержней ($\Phi = \text{const}$). Как видно из рис. 2, эта зависимость практически линейна, что может представить

определенный интерес при решении проблемы регулирования мощности РЦГ.

(№ 978/9533. Статья поступила в Редакцию 23. XI. 77, аннотация — 16. III. 78. Полный текст 0,5 а. л., рис. 3, список литературы 7 наименований.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мегриблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. Пер. с англ. Под ред. П. А. Гаврилова, М., Госатомиздат, 1962.
2. Динамика и управление ядерным ракетным двигателем. Под ред. Б. Н. Петрова, М., Атомиздат, 1974.
3. Бахвалов Н. С. Численные методы. Т. 1, М., «Наука», 1973.

УДК 621.039.54

Влияние дефектов контактного слоя на работоспособность оболочки

ЛИХАЧЕВ Ю. И., ЩЕРБАКОВА Ж. Н., РУМЯНЦЕВ В. Н., ЛЕВЧЕНКО В. Н.

Исследовано влияние дефектов контактного слоя в виде газового пузыря на работоспособность оболочки стержневых твэлов. Приведены методики и результаты расчетов температурных полей и напряженно-деформированного состояния оболочки твэла с дефектами в контактном слое. Задача определения температурных полей решалась численно с применением метода неполной факторизации с учетом системы уравнений для двумерного температурного поля и задания на поверх-

ности твэла граничных условий третьего рода (рис.1). Напряженно-деформированное состояние оболочки определено численным методом на ЭВМ М-200 при помощи последовательных приближений из аналитического решения полной системы уравнений оболочки для одного приближения (рис. 2).

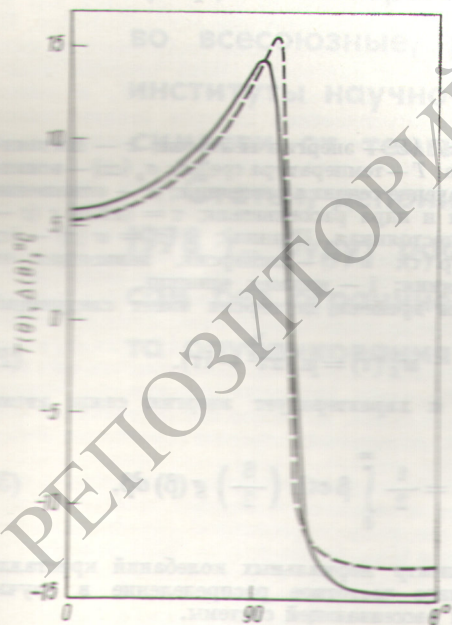


Рис. 1. Распределение отклонения от средней интегральной температуры, средней линии оболочки (—) и отклонения от среднего интегрального перепада по толщине (---) по окружной координате θ

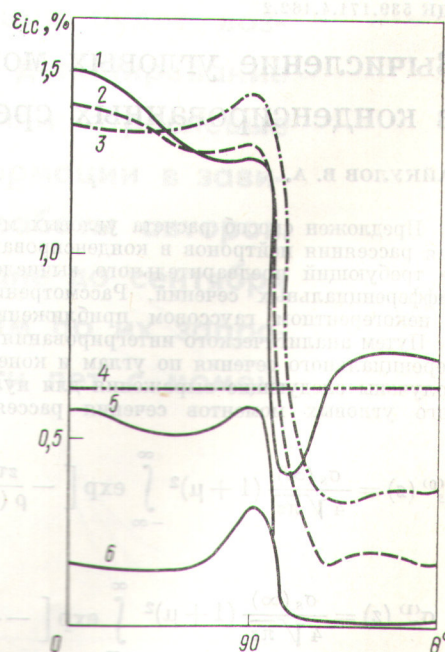
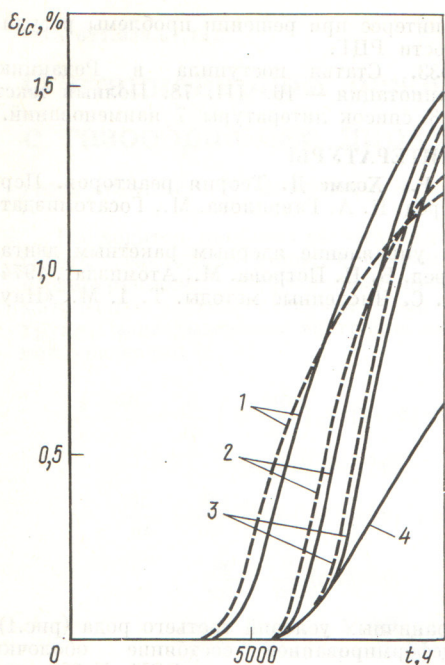


Рис. 2. Распределение неупругих накопленных деформаций на внутренней поверхности по периметру оболочки: — — — появление дефекта через 1000 ч работы твэла; — — — через 5000 ч; — — — через 7000 ч; - - - - бездефектный случай; 1 — 4; 5 и 6 — распределения на момент времени работы твэла, равный 10 000, 7000 и 5000 ч соответственно



Р и с. 3. Изменение во времени накопленных неупругих деформаций на границе дефекта (---) и вдали от него (—) на внутренней поверхности оболочки:

1 — 3 — появление дефекта через 1000, 5000 и 7000 ч соответственно; 4 — бездефектный случай

В программе учтены стадии упругого и упруговязкого деформирования оболочки с учетом распухания материала оболочки. Вязкие деформации описаны зависимостями теории ползучести упрочнения. Решение задачи проведено в приращениях напряжений и деформаций. При этом использован метод упругих решений и дополнительных деформаций.

Рассмотрено напряженно-деформированное состояние для различных моментов появления дефекта в процессе работы твэла. На основании сравнения с бездефектным твэлом показано, что появление пузыря в начале кампании длительное время не оказывает влияния на работоспособность оболочки, пока распухание материала не становится достаточно большим (рис. 3, кривая 1). Появление дефектов при больших дозах облучения вызывает достаточно быстрый рост деформации оболочки (рис. 3, кривые 2, 3). Наличие дефекта резко увеличивает накопленную деформацию (в 2—2,5 раза), что существенно снижает работоспособность твэла (см. рис. 2, кривые 1—3).

(№ 979/9547. Статья поступила в Редакцию 8. XII. 77, аннотация — 24. III. 78. Полный текст 0,55 а.л., рис. 4, список литературы 10 наименований.)

УДК 539.171.4.162.2

Вычисление угловых моментов сечения рассеяния нейтронов в конденсированных средах

БАЙКУЛОВ В. А.

Предложен способ расчета угловых моментов сечения рассеяния нейтронов в конденсированных средах, не требующий предварительного вычисления дважды дифференциальных сечений. Рассмотрение проведено в некогерентном гауссовом приближении.

Путем аналитического интегрирования дважды дифференциального сечения по углам и конечной энергии получены следующие выражения для нулевого и первого угловых моментов сечения рассеяния:

$$\sigma_s^{(0)}(z) = \frac{\sigma_s(\infty)}{4\sqrt{\pi z}} (1 + \mu)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{z\tau^2}{\rho(\tau)}\right] \frac{d\tau}{\rho^{3/2}(\tau)}; \quad (1)$$

$$\sigma_s^{(1)}(z) = \frac{\sigma_s(\infty)}{4\sqrt{\pi z}} (1 + \mu)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{z\tau^2}{\rho(\tau)}\right] \times \\ \times \left\{ \left[1 - \frac{1}{2zq(\tau)}\right] \operatorname{erf} \sqrt{zq(\tau)} + \frac{\exp[-zq(\tau)]}{\sqrt{\pi zq(\tau)}} \right\} \frac{d\tau}{\rho^{3/2}(\tau)}.$$

Здесь $z = E/kT$ (E — энергия нейтрона; k — постоянная Больцмана; T — температура среды); $\sigma_s(\infty)$ — асимптотическое значение сечения рассеяния; μ — отношение масс нейтрона и ядра рассеивателя; $\tau = (kT/\hbar)t$ (t — время; \hbar — постоянная Планка); $\rho(\tau) = w(\tau) - i\tau$; $q(\tau) = w^2(\tau)/\rho(\tau)$; $w(\tau)$ — дисперсия, зависящая от модели рассеяния; i — мнимая единица.

При малом времени дисперсия имеет следующий вид:

$$w_g(\tau) = \mu(\alpha\tau^2 - i\tau). \quad (2)$$

Коэффициент α характеризует энергию связи атома в среде:

$$\alpha = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \beta \operatorname{cth}\left(\frac{\beta}{2}\right) g(\beta) d\beta, \quad (3)$$

где $g(\beta)$ — спектр нормальных колебаний кристалла или обобщенное частотное распределение в случае произвольной рассеивающей системы.

Интегралы (1) степенным образом расходятся в нуле. Их регуляризация достигнута с использованием того обстоятельства, что правые части этих выражений при подстановке в них дисперсии (2) представляют собой