

УДК 621.039.514

Частотный критерий устойчивости реактора с циркулирующим горючим

ГОРЯЧЕНКО В. Д., МИКИШЕВ В. В.

Существующие частотные критерии устойчивости реакторов получены только для реакторов с неподвижным горючим. В настоящей работе предложено частотное условие асимптотической устойчивости реактора с циркулирующим горючим (РЦГ). В качестве исходных уравнений взяты уравнения кинетики РЦГ из работы [1] и уравнения линейных обратных связей в интегральной форме. После надлежащих преобразований исходная система сведена к одному нелинейному интегродифференциальному уравнению

$$v \frac{dx}{dt} = -(1+x) \int_{-\infty}^{\tau} f(\tau-u) x(u) du - \sum_i \frac{\beta_i}{\beta} \left[\xi_i x - \int_{-\infty}^{\tau} k_i(\tau-u) x(u) du \right], \quad (1)$$

в котором x — относительное отклонение мощности реактора; τ — время, измеряемое в долях τ^* — времени прохода горючим по активной зоне; β_i и ξ_i — доля и коэффициент ценности [2] i -й группы излучателей запаздывающих нейтронов; $\beta = \sum_i \beta_i$; $v = \frac{l}{\beta \tau^*}$; l — время жизни нейтронов; $f(\tau)$ — ядро линейной обратной связи (которая может быть как сосредоточенной, так и распределенной); $k_i(\tau)$ — ядра, порождаемые уравнениями для источников запаздывающих нейтронов.

Стационарный режим РЦГ описывается решением $x = 0$ уравнения (1). Обозначим через $K_i(p)$ и $F(p)$

преобразования по Лапласу ядер $k_i(\tau)$ и $f(\tau)$. На основании результатов работ [2, 3] доказано следующее. Пусть функция $F(p)$ не имеет полюсов при $\operatorname{Re} p \geq 0$ и $F(0) > 0$ и для всех действительных значений ω выполняется неравенство

$$\operatorname{Re} \frac{F(i\omega)}{vp + \sum_i \frac{\beta_i}{\beta} [\xi_i - K_i(p)]} > 0. \quad (2)$$

Тогда нулевое решение уравнения (1) асимптотически устойчиво при любых начальных условиях.

Это утверждение аналогично критерию из работы [4], полученному для реакторов с неподвижным горючим и сосредоточенными линейными обратными связями.

(№ 796/7803. Поступила в Редакцию 3/IV 1974 г. Полный текст 0,2 а. л., 9 библиогр. ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горяченко В. Д., Сабаев Е. Ф. «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 4, с. 296.
2. Горяченко В. Д. Методы теории устойчивости в динамике ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1971.
3. Горяченко В. Д. В сб.: Вопросы атомной науки и техники, сер. «Динамика ядерных энергетических установок». Вып. 2(6), М., ЦНИИАтоминформ, 1974, с. 75.
4. Baran W., Meyer K. «Nucl. Sci. and Engng», 1966, v. 24, N 4, p. 356.

УДК 550.835

Оценка влияния физико-геометрических факторов на распределение запаздывающих нейтронов деления в скважине

ДАВЫДОВ Ю. Б.

Для определения содержания урана по запаздывающим нейтронам используют реакцию деления ядер природного урана под воздействием первичного нейтронного излучения [1, 2]. Цель этой работы — оценка влияния физико-геометрических факторов на распределение запаздывающих нейтронов деления в скважине. Расчетным методом получена количественная оценка влияния диаметра скважины и водонасыщенности разноточной среды на распределение быстрых и тепловых запаздывающих нейтронов.

Решена задача о распределении запаздывающих нейтронов деления, индуцированных точечным источником быстрых нейтронов в двухслойной бесконечной среде с цилиндрической границей раздела.

Расчеты выполнены для случая, когда размножающая среда сложена пористой горной породой карбонатного состава, поры полностью заполнены пресной водой и содержание природного урана в горной породе постоянно. Энергия первичных нейтронов источника принята равной 14,1 МэВ.

Результаты расчета позволяют сделать следующие выводы: поток быстрых запаздывающих нейтронов с увеличением диаметра скважины монотонно убывает для зондов любой длины; характер влияния диаметра скважины на величину потока тепловых запаздывающих нейтронов зависит от длины зонда. В области малых зондов $l \leq 20$ см увеличение диаметра скважины вызывает уменьшение потока тепловых нейтронов.

В области больших зондов увеличение диаметра скважины приводит к появлению локального максимума потока тепловых запаздывающих нейтронов, который достигается при толщине слоя воды в скважине, равном 2—3 см. При дальнейшем увеличении диаметра процесс накопления сменяется процессом поглощения тепловых нейтронов в воде и поток убывает.

Увеличение влажности размножающей среды приводит к уменьшению потока запаздывающих быстрых нейтронов деления в скважине. Характер влияния водонасыщенности горных пород на величину потока тепловых запаздывающих нейтронов зависит от диаметра скважины и длины зонда. В области малых зондов величина потока тепловых нейтронов с увеличением водонасыщенности среды уменьшается для боль-

ших диаметров и имеет локальный максимум для малых диаметров скважин, когда влажность достигает 10—20%. Для больших зондов $l \gg 30$ см увеличение влажности приводит к монотонному уменьшению величины потока тепловых запаздывающих нейтронов при любом диаметре скважины.

(№ 797/7871.) Поступила в Редакцию 20/V 1974 г. Полный текст 0,5 а. л., 4 рис., 4 библиогр. ссылки.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амиев С., Пейсах М. «Атомная энергия», 1963, т. 14, вып. 6, с. 535.
2. Давыдов Ю. Б. «Изв. вузов. Горный журн.», 1972, № 6, с. 8.

УДК 550.835

Пространственное распределение нейтронов деления в размножающей среде, пересеченной буровой скважиной

ДАВЫДОВ Ю. Б.

Рассматривается решение задачи о пространственном распределении нейтронов деления, индуцированных точечным источником быстрых нейтронов в бесконечной однородной урансодержащей среде, пересеченной буровой скважиной [1—4].

Численный расчет выполнен для случая, когда размножающая среда сложена плотной горной породой карбонатного состава, содержащей урановое оруденение природного изотопного состава, плотность среды $2,7 \text{ г/см}^3$. В скважине, заполненной пресной водой, расположен источник первичного нейтронного излучения — скважинный генератор нейтронов, энергия которых равна 14,1 МэВ. Начальная энергия мгновенных нейтронов деления принята равной 2 МэВ, выход нейтронов 2,5 нейтр./акт.

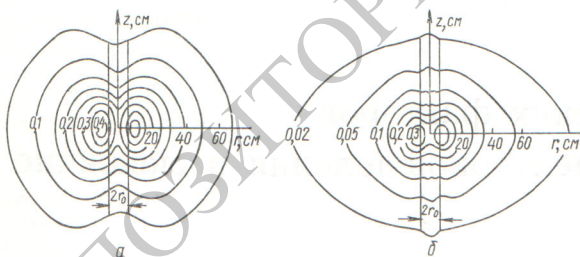
Для оценки влияния скважины на величину потока быстрых $\Phi_{21k}(r, z)$ и тепловых $\Phi_{22k}(r, z)$ нейтронов деления результаты расчета представлены в единицах величины потоков быстрых $\Phi_{21}(0, 0)$ и тепловых $\Phi_{22}(0, 0)$ нейтронов деления в бесконечной размножающей среде при исчезающе малом влиянии скважины.

Пространственное распределение потока быстрых и тепловых нейтронов деления приведено на рисунке. Результаты расчета свидетельствуют о том, что поток нейтронов деления достигает максимальной величины в размножающей среде в области, подвергающейся наиболее интенсивному облучению. Длина замедления быстрых нейтронов превосходит длину диффузии тепловых нейтронов, поэтому информация о замедляющих свойствах размножающей среды поступает из более удаленных областей.

(№ 798/7870. Поступила в Редакцию 20/V 1974 г. Полный текст 0,3 а. л., 3 рис., 4 библиогр. ссылки.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Игумнов С. А. «Изв. вузов. Горный журн.», 1966, т. 2, с. 3.
2. Давыдов Ю. Б. «Изв. вузов. Горный журн.», 1972, т. 6, с. 8.
3. Давыдов Ю. Б., Марков А. Т. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 1, с. 574.
4. Czubek J. Rep. N 732/PH. Cracow, Inst. of Nuclear Physics, 1971.



Пространственное распределение потока быстрых и тепловых нейтронов деления в единицах максимальной величины потока в бесконечной размножающей среде:

$$a - \Phi_{21k}(r, z)/\Phi_{21}(0, 0);$$

$$b - \Phi_{22k}(r, z)/\Phi_{22}(0, 0)$$