

переменных от их значений в стационарном режиме. В этом случае задача об устойчивости стационарного режима сводится к оценке расположения спектра собственных значений параметра p краевой задачи:

$$A\varphi + K(p, r)\varphi = 0,$$

где A — линейный оператор; $K(p, r)$ — коэффициент передачи звена обратной связи мощность — реактивность.

Подробно рассмотрена безынерционная система регулирования с одним независимым регулирующим воздействием. Показано, что, когда оператор A является симметрическим, указанная система регулирования может подавить неустойчивость только одной гармоникой. Если оператор A несимметрический, существует принципиальная возможность стабилизировать одним регулятором реактор, неустойчивый без регулятора на нескольких гармониках. В некоторых случаях оператор A не является симметрическим для реактора на саморегулировании (например, при отличном от нуля коэффициенте реактивности по теплоносителю). Кроме того, имеется возможность искусственного введения асимметрии за счет соответствующего расположения управляющих и измерительных органов системы регулирования.

На основании проведенного анализа сделан вывод о том, что в основе построения схем регулирования с меньшим числом независимых регулирующих воздействий, чем число неустойчивых гармоник, лежит

использование имеющейся и искусственно внесенной асимметрии.

В качестве примера описана схема стабилизации распределения нейтронов по высоте реактора, основанная на пространственном разнесении измерительных и регулирующих элементов. При этом в качестве управляющего воздействия для регулятора бралось отклонение мощности в симметричной по отношению к расположению регулятора точке. Анализ устойчивости стационарного режима реактора проводился путем построения переходных процессов. Численное решение показало, что при помощи указанной схемы регулирования можно стабилизировать реактор, неустойчивый без регулятора на двух гармониках. Отмечено, что при соответствующем выборе коэффициента усиления регулятора и координаты управляющего стержня возможно также стабилизировать реактор и при большем числе неустойчивых гармоник.

(№ 256/4684. Статья поступила в Редакцию 11/1 1968 г., аннотация — 23/IX 1968 г. Полный текст 0,6 а. л., 3 рис., 9 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Lellouche. Trans. Amer. Nucl. Soc., 5, 463 (1962).
2. D. Wiberger. Trans. Amer. Nucl. Soc., 7, 219 (1964).
3. D. Wiberger. Nucl. Sci. and Engng, 27, 600 (1967).

Расчет кризиса теплообмена в дисперсно-кольцевом режиме течения двухфазной смеси при низких давлениях

М. В. ДАВЫДОВА, В. Н. ЗЕЛЕНСКИЙ, П. Л. КИРИЛЛОВ

УДК 621.039.553.34:536.24

Кризис теплообмена в дисперсно-кольцевом режиме течения авторы настоящей работы связывают с исчезновением пристенной пленки жидкости, что соответствует переходу от дисперсно-кольцевого режима к чисто дисперсному [см., например, работы [1—3)].

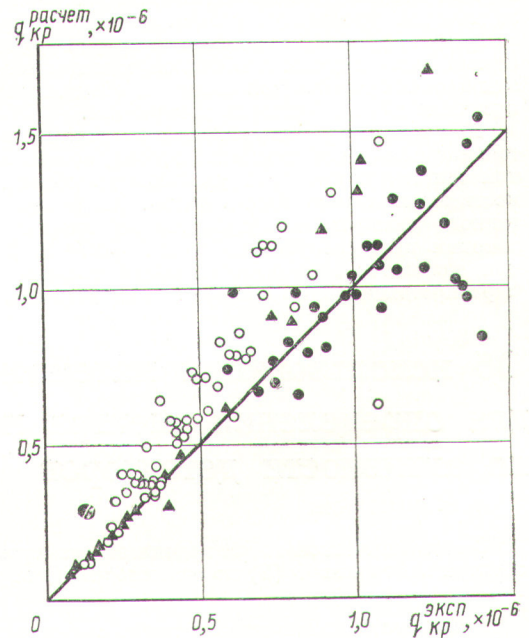
Решение задачи является дальнейшим развитием результатов работы [4]. Интегрируя уравнения баланса массы в пленке от нижней границы дисперсно-кольцевого режима до верхней, где пленка на стенке исчезает (кризис теплообмена), получаем выражение для критического теплового потока

$$q_{кр} = \frac{rG(1-x_1)}{\pi D} \left[1 - (1-\psi_1) \exp\left(-\int_{l_1}^{l_{кр}} \frac{\lambda dl}{2D}\right) \right].$$

Здесь ψ_1 — доля жидкости в пленке [5]; x_1 — паросодержание, соответствующее началу дисперсно-кольцевого потока; D — диаметр; r — теплота испарения; λ — коэффициент сопротивления.

Для расчета граничного паросодержания x_1 при низких давлениях была выбрана формула Уоллиса [6]

для минимальной скорости газа, при которой пристенная пленка удерживается в вертикальном прямоточном



Сравнение расчетной зависимости для $q_{кр}$ с экспериментальными данными на воде и металлах:

▲ — опыты на воде; ● — опыты на цезии; ○ — опыты на калии.

потоке:

$$w'' = (0,8 \div 0,9) \rho'' \frac{1}{2} [Dg(\rho' - \rho'')] \frac{1}{2}.$$

С использованием этой формулы легко рассчитать граничное паросодержание:

$$x_1 = \frac{w'' F \rho'' g}{G}.$$

Эксперименты, проведенные авторами данной работы на воде при давлениях 2—4 атм, показали, что $x_1 = 0,02 \div 0,05$. Это хорошо согласуется с формулой Уоллиса.

На рисунке опытные данные, полученные на воде, калии и цезии, сравниваются с результатами расчетов по предлагаемой формуле; из рисунка следует, что

Принцип локальной защиты источников излучений на ускорителях

Л. Н. ЗАЙЦЕВ

УДК 621.384.66

В последнее время в ускорительной технике наблюдается тенденция к существенному увеличению мощности * пучков [1, 2]. Очевидно, что объем защиты определяется не полной мощностью пучка, а частью мощности, потерянной на мишенях в узлах и деталях ускорителя. Как показывают последние исследования [3, 4], потери пучка по длине (периметру) ускорителя весьма неравномерны, поэтому можно использовать принцип локальной защиты.

Этот принцип заключается в том, что все источники излучений, обусловленные потерями частиц в ускорителе, разбиваются на две группы: мощные источники и источники относительно слабые. Источники первой группы защищаются эффективной локальной защитой, за которой уровень излучения становится сравнимым со средним уровнем излучения от второй группы источников. Затем группы источников, находящиеся в зале, защищаются глобальной защитой, обеспечивающей допустимые дозы вне здания ускорителя.

Как правило, число мощных источников в ускорительном комплексе невелико, поэтому создание локальной защиты приводит к уменьшению объема и стоимости защиты комплекса в целом. Например, для протонного синхротрона (бустера) на энергию 18 Гэв с током циркулирующего пучка $\sim 10^{14}$ протон-сек⁻¹ при мощности потерь в «горячих точках» 300 квт и распределенной по камере 3 квт стоимость строи-

представленная формула правильно передает не только качественные, но и количественные зависимости.

(№ 257/4761. Статья поступила в Редакцию 11/III 1968 г., аннотация — 16/IX 1968 г. Полный текст 0,6 а. л., 6 рис., 13 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Дорощук. «Теплофизика высоких температур», 4, 552 (1966).
2. G. Hewitt et al. AERE-R4864, 1965.
3. G. Hewitt et al. AERE-R5072, 1966.
4. Ф. А. Агафонова, Б. С. Филиппович. «Инж.-физ. ж.», 10, 620 (1966).
5. T. Qvanс, I. Huyghe. Sympos. Two Phase Flow, Exeter, Devon, England, SC201-SC212, 1965.
6. G. Wallis. AEEW-R142, 1962.

тельства кольцевого туннеля уменьшается на 30—40%. Следовательно, устанавливать толщину глобальной защиты по максимальному выходу излучений, как это делается раньше на всех ускорителях, нецелесообразно. С другой стороны, для расчетов и конструирования локальной защиты необходим комплекс исследований, который должен дать состав и спектрально-угловое распределение вторичных частиц при данных потерях. Разработка и создание локальной защиты непосредственно на самом ускорителе сопряжены также с определенными техническими трудностями, однако экономические преимущества от ее внедрения, особенно на сильноточных ускорителях, очевидны.

(№ 258/4752. Статья поступила в Редакцию 11/III 1968 г., аннотация — 2/VIII 1968 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис., 1 табл., 8 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Proceeding of the USAEC First Symposium on Accelerators Radiation Dosimetry and Experience, BNL, New York, November 3—5, 1965.
2. International Conference on Isochronous Cyclotron, Gatlinburg, Tennessee, May 2—5, 1966.
3. R. Fortune et al. Rep. UCID-10199, 1967.
4. W. Casey et al. Nucl. Instrum. and Methods, 55, 253 (1967).

Об использовании математического формализма для определения спектра нейтронов реактора по активности детекторов

Н. В. ЗИНОВЬЕВ

УДК 621.039.519:539.125.164

С математической точки зрения задача определения спектра нейтронов $\Phi(E)$ по активности A_i пороговых,

резонансных или других детекторов является неопределенной, так как существует бесконечное множество решений, удовлетворяющих системе уравнений:

* Мощность может приближенно служить глобальной характеристикой размеров защиты.

$$A_i = \alpha_i \int \Phi(E) \sigma_i(E) dE \quad (i=1, 2, \dots, q). \quad (1)$$