

пературе воды, входящей в пучок имитаторов твэлов; r — скрытая теплота парообразования).

Полученную формулу можно применять при следующих параметрах: давление 60—80 *атм*; температура входящей в пучок воды 30—270° С; массовая скорость 200—900 *кг/м²·сек*; длина твэла 0,2—0,6 *м*.

Эксперименты показали, что данные, полученные на имитаторах с равномерным тепловыделением и сту-

пенчатом, моделирующим тепловыделение в реакторе, хорошо согласуются. Это позволяет оценивать запас до кризиса теплоотдачи в активной зоне по мощности с использованием приведенной формулы.

(№ 286/5141. Поступила в Редакцию 13/XI 1968 г. Полный текст 0,35 а. л., 7 рис., 12 библиографических ссылок.)

Принцип граничных источников в задаче об альбедо полубесконечной среды

Г. Я. РУМЯНЦЕВ

УДК 621.039.51.12

Описанный в работе [1] принцип используется для решения классической одномерной задачи об отражении нейтронов полубесконечной средой без учета их замедления. Получены простые, но довольно точные расчетные формулы при произвольном угловом распределении падающих на среду нейтронов.

Распределение отраженных нейтронов $F^-(\mu)$ ($\mu < 0$) связано с распределением падающих нейтронов $F^+(\mu) = y(\mu)$ ($\mu > 0$) следующим соотношением [1]:

$$\int_{-1}^0 \frac{\mu F^-(\mu) d\mu}{1 + \kappa_0 \mu} = - \int_0^1 \frac{\mu y(\mu) d\mu}{1 + \kappa_0 \mu}, \quad (1)$$

где κ_0 — характеристическое число асимптотического решения уравнения Больцмана. Приняв $F^-(\mu) = \text{const} = F^-$, получим

$$F^- = \frac{\omega \kappa_0^2}{\kappa_0(2 - \omega) - \omega \ln(1 + \kappa_0)} \int_0^1 \frac{\mu y(\mu) d\mu}{1 + \kappa_0 \mu}, \quad (2)$$

где $\omega = \Sigma_s / \Sigma$.

Принцип граничных источников в теории переноса нейтронов

Г. Я. РУМЯНЦЕВ

УДК 621.039.51.12

Аналитическое решение уравнения Больцмана в бесконечной однородной среде с источниками получается, как правило, гораздо легче, чем решение этого же уравнения в ограниченных однородных и тем более многослойных средах. В связи с этим в некоторых случаях целесообразно использование принципа замыкания границ среды некоторыми условными (граничными) источниками, позволяющего рассматривать всякую среду (даже неоднородную) как бесконечную. Такой подход часто бывает удобен и в теоретических рассуждениях.

Принцип граничных источников в теории переноса нейтронов был, по-видимому, впервые сформулирован в 1953 г. *, однако он не получил еще, как нам кажется, широкого применения. В настоящей статье этот принцип излагается в простой, наглядной и вместе с тем весьма общей форме.

Если представить себе бесконечную среду с анизотропным источником, распределенным на некоторой замкнутой поверхности S , и обозначить угловое распределение нейтронов источника $q(r_S, \Omega) =$

В статье приводится таблица значений альбедо полубесконечной среды $\beta(\mu_0)$, вычисленных по формуле (2) для случая, когда $y(\mu) = \delta(\mu - \mu_0)$. В этом же приближении получена величина $\Phi_{as}(0; \mu_0)$ — асимптотическая плотность потока нейтронов в точке $x = 0$. Для сравнения даны точные значения указанных величин.

В диффузионном или двойном P_0 -приближении, с которыми описанный выше метод можно сравнить по простоте, зависимость β и Φ_{as} от μ_0 получить в принципе невозможно.

(№ 287/5131. Статья поступила в Редакцию 28/X 1968 г., аннотация — 3/II 1969 г. Полный текст 0,25 а. л., 1 табл., 4 библиографических ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Я. Румянцев. См. настоящий выпуск, стр. 447.

$\mu g(r_S, \Omega)$, где r_S — координаты на поверхности S , $\mu = (\Omega \mathbf{n})$, \mathbf{n} — внешняя нормаль к поверхности, то по отношению к распределению нейтронов в такой среде будут справедливы следующие теоремы.

Теорема 1. Если $g^+ = L_1 g^-$, то во внешней области $F(r, \Omega) = 0$.

Теорема 2. Если $g^+ = -F^+(-0)$, то $F^-(-0) = -g^-$, причем во внешней области $F(r, \Omega) = 0$.

Теорема 3 (обратная второй). Если во внешней области $F(r, \Omega) = 0$, то $F(-0, \Omega) = -g(\Omega)$.

Принятые обозначения:

$$F(r_S \pm \epsilon \mathbf{n}, \Omega) \equiv F(\pm 0, \Omega) \equiv \begin{cases} F^+(\pm 0) & \text{при } \mu > 0, \\ F^-(\pm 0) & \text{при } \mu < 0; \end{cases}$$

$$g(r_S, \Omega) \equiv g(\Omega) \equiv \begin{cases} g^+ & \text{при } \mu > 0, \\ g^- & \text{при } \mu < 0; \end{cases}$$

$\epsilon > 0$, $\epsilon \rightarrow 0$; L_1 — оператор отражения от внутренней области. Теоремы формулируются и в таком варианте, когда во внутренней области $F(r, \Omega) = 0$. В общем случае функция $F(r, \Omega)$ может зависеть также от времени и энергии.

В работе показано применение этих теорем для решения уравнения Больцмана в ограниченных средах, в частности в плоской пластине. Сформулировано

* K. C a s e et al. Introduction to the theory of neutron diffusion. Vol. 1. Los Alamos Scientific Laboratory, 1953.

правило замены границ среды граничными источниками. При помощи принципа граничных источников задача о распределении нейтронов в пластине сводится к решению системы сингулярных интегральных уравнений (однако этот путь не является единственным), которые непосредственно связывают угловое распределение входящих в пластину нейтронов с распределением выходящих нейтронов. Полученные уравнения можно

использовать независимо от уравнения Больцмана в альбедных методах теории переноса. В статье указывается на возможность реализации принципа граничных источников другими способами.

(№ 288/5010. Статья поступила в Редакцию 25/VII 1968 г., аннотация — 3/II 1969 г. Полный текст 0,5 а. л., 11 библиографических ссылок.)

Кипение жидкости на тонких проволоках при естественной конвекции

В. И. СУББОТИН, С. П. КАЗНОВСКИЙ, С. К. КОРОТАЕВ,
В. Е. СВИРИДЕНКО, Ю. Ф. СЕЛИВАНОВ

УДК 624.181.021:621.039.534.23

Исследована зависимость критической тепловой нагрузки при кипении воды на тонких проволоках от состава воды, диаметра и материала проволок и режимов подачи тепловой нагрузки. Опыты осуществлялись при атмосферном давлении и температуре насыщения.

Экспериментальная установка состоит из бойлера (емкостью 3 л), конденсатора термостатного типа, токоподводов, запорной арматуры. Бойлер снабжен четырьмя смотровыми окнами для проведения кинотъемки и визуального наблюдения. Измерительная схема установки включает манометр, подвижную термометру для измерения температуры воды по высоте бойлера и приборы для измерения мощности экспериментальных нагревателей.

Эксперименты проводились на горизонтальных проволоках из стали X18H10T, вольфрама, сплава вольфрам — рений, нихрома и платины. Диаметр проволок изменялся от 0,005 до 1,8 мм (при $d > 0,8$ мм применялись капиллярные трубки). Длина проволок диаметром 0,005—0,05 мм составляла 20—25 мм, остальных — 50 мм. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода со следующим солевым составом: 20; 1; менее 0,1 мг/л; 1 мг/л с добавкой 0,01 мг/л гидразина, предохраняющего поверхность кипения от накипеобразования. Нагрев проволок осуществлялся прямым пропусканием переменного тока. Увеличение тепловой нагрузки до критической проводилось различными способами: плавно от начала кипения до наступления кризиса; ступенями (величина приращений уменьшалась по мере приближения к кризису кипения примерно до 0,01 $q_{кр}$, выдержка между приращениями составляла от нескольких секунд до нескольких

минут); мгновенным включением тепловой нагрузки 0,97 $q_{кр}$ с последующим выходом на кризис кипения. В некоторых опытах перед выходом на кризис кипение на проволоках при тепловой нагрузке 0,5 $q_{кр}$ длилось в течение 30 мин. Начало пузырькового кипения определялось визуально. Момент наступления кризиса кипения фиксировался по спаду величины электрического тока и по локальному покраснению проволоки. При диаметрах проволок 0,058 мм и менее кризис кипения всегда сопровождался пережогом.

Было выполнено около 100 опытов, которые показали следующее:

- 1) при содержании примесей 0,1—1 мг/л критическая тепловая нагрузка не зависит от диаметра проволоки в диапазоне 0,005—1,8 мм и составляет 10^6 ккал/м²·ч;
 - 2) при увеличении солевого содержания до 20 мг/л величина $q_{кр}$ возрастает примерно на 60%. Введение гидразина в количестве 0,01 мг/л при солевого содержания воды 1 мг/л снижает $q_{кр}$ на 20—25%;
 - 3) с уменьшением диаметра проволоки увеличивается тепловая нагрузка, при которой возникает пузырьковое кипение;
 - 4) при диаметрах 0,012—0,058 мм пленочное кипение возникает вне зоны пузырькового кипения, а при диаметрах меньше 0,012 мм кризис наступает без предварительного пузырькового кипения;
 - 5) время предварительного кипения на проволоках, характер повышения тепловой нагрузки (ступенчатый, плавный, ударный) и вид электрического тока не оказывают влияния на величину $q_{кр}$.
- (№ 289/5014. Статья поступила в Редакцию 29/VII 1968 г., аннотация — 16/I 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 2 рис., 8 библиографических ссылок.)

Оптимальное выжигание Sm^{149} при остановке высокопоточного реактора

Т. С. ЗАРИЦКАЯ, А. П. РУДИК

УДК 621.039.514

«Самариевой смертью» реактора называется такое образование Sm^{149} при остановке реактора, при котором недостаточно запаса реактивности для его повторного пуска. Решается задача об оптимальном выжигании самария в процессе остановки. С помощью принципа максимума Л. С. Понтрягина отыскивается

режим с минимальным временем переходного процесса.

Оптимальный режим представлен на фазовой плоскости концентраций прометия и самария, изображенной на рисунке. Точка a — стационарное состояние реактора до остановки; участок ab — мощность реак-