

можно проводить в трубопроводе небольшого диаметра. После этого преобразователь можно использовать в трубопроводах большого диаметра для измерения скорости на оси и в случае неискаженного профиля для вычисления расхода.

Поступило в Редакцию 17.07.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Субботин В. И., Ибрагимов М. Х., Логинов Н. И. «Атомная энергия», 1968, т. 25, вып. 2, с. 150.

2. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. (Авт.: Субботин В. И., Ибрагимов М. Х., Ушаков П. А., Бобков В. П., Жуков А. В., Юрьев Ю. С.). М., Атомиздат, 1975.
3. Логинов Н. И. Авт. свид. № 444938. Бюл. «Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1974, № 36, с. 91.
4. Логинов Н. И. «Магнитная гидродинамика», 1971, № 2, с. 128.

УДК 621.039.5.564.5

Новый метод обнаружения кипения воды в реакторе

ЗАХАРКИН И. И.

При обнаружении кипения воды в активной зоне необходимо не только фиксировать это явление, но и иметь данные о локализации его очагов. Последнее существенно для предупреждения возникновения и развития кризиса теплообмена — опасного явления с точки зрения работоспособности твэлов. Другая задача связана с контролем паросодержания в пароводяной смеси на выходе из активной зоны. Кипение обнаруживают ультразвуковым методом, электрическим, оптическим и другими, основанными на статистическом анализе шумов мощности реактора. Автором предложен оптический метод с использованием эффекта черенковского свечения электронов в воде*.

Известно, что заряженная частица, движущаяся в диэлектрической среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде, испускает электромагнитное черенковское излучение. Оно распространяется под углом θ к направлению ее траектории, причем выполняется соотношение

$$\cos \theta = 1/n(v)\beta,$$

где $\beta = v/c$ — скорость частицы в единицах скорости света; $n(v)$ — зависящий от частоты ν показатель преломления среды.

Интенсивность излучения в области видимого света определяется выражением

$$I = 450 \sin^2 \theta \text{ фотон/см.} \quad (1)$$

Черенковский эффект имеет пороговый характер, и излучение возникает при условии $\beta > 1/n(v)$. Предельный угол свечения достигается при $\beta = 1$. В этом случае $(\cos \theta)_1 = 1/n(v)$. Пороговая кинетическая энергия частицы E_t^k связана с показателем преломления соотношением

$$E_t^k = m_0 c^2 \left\{ \frac{n(v)}{[n^2(v) - 1]^{1/2}} - 1 \right\}, \quad (2)$$

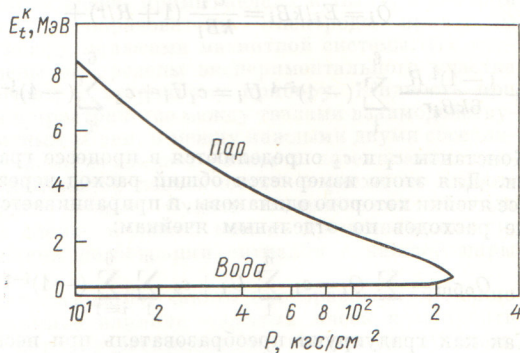
где $m_0 c^2$ — энергия покоя (0,51 МэВ для электрона). Таким образом, пороговая энергия черенковского свечения для данного вида частиц определяется показателем преломления среды.

В водяном теплоносителе докритических параметров плотность жидкой фазы (воды) выше, чем газовой (пара). Показатель преломления для каждой фазы

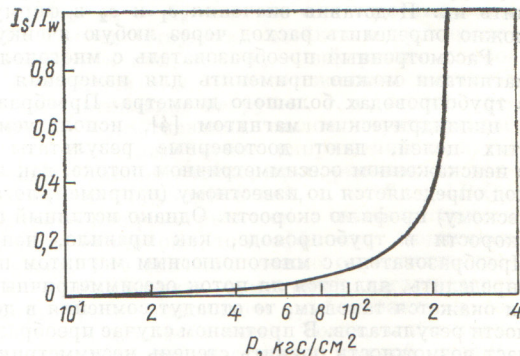
находится по формуле Лорентц — Лоренца

$$n(v) = [W + 2\rho A(v)/W - \rho A(v)]^{1/2}, \quad (3)$$

где W — молекулярная масса среды; ρ — плотность среды; $A(v)$ — молекулярная рефракция ($A(v) = 3,7$ для P -линии натрия). Вследствие различия плотностей показатель преломления воды выше, чем пара. Следовательно, пороговая энергия свечения электронов E_t^k в воде ниже, чем в паре. Из приведенной на рис. 1 зависимости, которая получена по формулам (2) и (3), следует, что E_t^k для воды незначительно зависит от



Р и с. 1. Пороговая кинетическая энергия электронов для воды и пара на линии насыщения



Р и с. 2. Отношение интенсивностей излучения в паре и воде на линии насыщения для электронов с $\beta = 1$

* Захаркин И. И. Авт. свид. № 448770. Бюл. «Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1974, № 40, с. 143.

давления, в то время как для пара резко меняется.

Основное количество электронов в водяном теплоносителе генерируется в результате взаимодействия γ -излучения с материалами активной зоны реактора и теплоносителем. Для простоты можно считать, что в работающем реакторе энергетическое распределение плотности потока конвертируемых электронов определяется соответствующим распределением потока мгновенного γ -излучения. Последнее при энергии более $\sim 0,5$ МэВ имеет вид функции, спадающей с увеличением энергии γ -квантов. Например, доля γ -квантов энергией более 2,5 МэВ, приходящаяся на одно деление, составляет менее 5%. Энергетическое распределение потока конвертируемых электронов в целом также имеет вид функции, значения которой уменьшаются с увеличением энергии.

Количество электронов, вызывающих свечение в воде, будет значительно превышать их количество в паре. Электроны энергией, меньшей предельной для пара, будут излучать только в воде. Таким образом, за счет разницы в показателях преломления воды и пара с учетом вида энергетического спектра конвертируемых электронов общая интенсивность черенковского свечения на единицу пути в воде будет выше, чем в паре.

Необходимо также иметь в виду, что даже для электронов, движущихся со скоростью $\beta \approx 1$, когда достигается предельный угол свечения как в воде, так и в паре, интенсивность излучения в воде будет выше, чем в паре. Действительно, для $\beta \approx 1$ отношение интенсивностей излучения на единицу пути в паре и воде на основании формулы (1) определяется выражением

$$I_s/I_w \approx (n_s^2(v) - 1) n_w^2(v) / (n_w^2(v) - 1) n_s^2(v), \quad (4)$$

где $n_s(v)$ и $n_w(v)$ — показатели преломления для воды

и пара соответственно. На рис. 2 приведена зависимость I_s/I_w от давления пароводяной смеси на линии насыщения, из которой следует, что, например, для давления 100 кгс/см² $I_s/I_w \approx 0,1$, т. е. интенсивность излучения в паре значительно ниже, чем в воде. Как показывают оценки, для выбранного давления с учетом реального спектра электронов интенсивностью свечения в паре можно пренебречь. В этом случае интенсивность излучения в пароводяной смеси будет пропорциональна доле жидкой фазы, т. е. воды.

Следует отметить, что в данном рассмотрении не учитывается торможение электронов в среде, которое происходит в основном за счет ионизационных потерь. По мере уменьшения энергии электрона интенсивность свечения в среде падает. Излучение исчезает, когда энергия электрона становится меньше пороговой. При более точном анализе необходимо принимать во внимание торможение электронов в среде, однако основные выводы о возможности использования черенковского свечения для обнаружения кипения не меняются.

Для вывода света из контролируемой области теплоносителя можно использовать полые металлические световоды. Генерируемый черенковский свет, проходя по световоду, регистрируется на его выходе соответствующим приемником света и дает необходимую информацию о состоянии теплоносителя. Предлагаемый метод можно применить к экспериментальному теплофизическому каналу, используя для возбуждения черенковского свечения источник γ -излучения. Кроме того, путем выбора γ -источника энергией γ -излучения, не превышающей E_t^k в паре, можно принципиально исключить черенковское свечение в паровой среде теплоносителя.

Поступило в Редакцию 07.08.78

УДК 621.039.551

Энергетическое распределение гамма-излучения продуктов деления ^{235}U при малом времени облучения

МА РКИНА М. А., СТАРИЗНЫЙ Е. С., БРЕГЕР А. Х.

В связи с детальными исследованиями радиационно-технологических характеристик комплексных энергетических установок с урановыми радиационными контурами (УРК) в качестве источников γ -излучения [1] и разработкой в нашей стране установки ВГР-50 [2, 3] необходимы сведения об энергетическом распределении γ -излучения в облучателях, т. е. данные о спектрах γ -излучения продуктов деления при малом (от нескольких минут до нескольких часов) времени пребывания топлива в активной зоне реактора (t_p).

Опубликованные временные зависимости спектров γ -излучения получены либо обработкой [4] известных расчетных [5] и экспериментальных [6] кривых для мгновенного деления без учета выгорания продуктов деления в активной зоне, либо расчетным путем [7]. При этом в работе [4] рассматривались диапазоны $t_p \leq 1$ ч и времени выдержки $t \leq 2 \cdot 10^5$ с, что, как показала разработка УРК [2], недостаточно. Поэтому возникла необходимость экспериментального изучения спектров γ -излучения продуктов деления ^{235}U в области $t_p \leq 10$ ч и $t \leq 10^7$ с. Следует отметить, что такие

сведения представляют самостоятельный интерес, так как частично восполняют пробел в экспериментально полученной информации о радиационных характеристиках продуктов деления ядерного топлива.

Эксперимент выполняли на горизонтальном канале реактора ВВР-Ц. Доставку в зону облучения и выгрузку образцов проводили с помощью пневмопочты. Образцы с ураном тщательно запаивали в полиэтиленовую пленку толщиной 0,4 мм, чтобы исключить утечку газообразных продуктов деления. Спектры измеряли на однокристалльном спектрометре с кристаллом NaI(Tl) размером 70 × 70 мм и анализаторе АИ-256-6. Спектрометр был проградуирован в энергетическом диапазоне 60 кэВ—3,2 МэВ. Аппаратурные спектры обрабатывали с помощью матрицы 31-го порядка с шагом 100 кэВ на ЭВМ М-220м.

На рис. 1 показаны некоторые результаты экспериментов, представленные в восьмигрупповом приближении. Значения полной удельной (на 1 Вт тепловой мощности реактора) мощности γ -излучения продуктов деления практически совпадают с результатами рабо-