

В этом случае

$$\begin{aligned} \chi_{L+1}(u' \rightarrow u) &= \delta(u-u') \int_{-1}^{+1} \chi(\mu_0, u') P_{L+1}(\mu_0) d\mu_0 = \\ &= \chi_{L+1}(u') \delta[u-u']. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставив (6) в (4), получим

$$\begin{aligned} \Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) &= \frac{\Sigma_S(u')}{4\pi} \left\{ \sum_{l=0}^L (2l+1) [\chi_l(u' \rightarrow u) - \right. \\ &\quad \left. - \chi_{L+1}(u') \delta(u-u')] P_l(\mu_0) + \right. \\ &\quad \left. + \chi_{L+1}(u') \delta(u-u') \delta(1-\mu_0) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Так как по определению

$$\chi_0(u' \rightarrow u) = \int_{-1}^{+1} \frac{\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u)}{\Sigma_S(u')} d\mu_0 = f_S(u', u-u')$$

и

$$\chi_1(u') = \frac{1}{\Sigma_S(u')} \int_{-1}^{+1} \mu_0 \Sigma_S(\mu_0, u') d\mu_0 = \bar{\mu}_0(u'),$$

то легко видеть, что при $L = 0$ выражение (7) совпадает с (2).

Многогрупповое кинетическое уравнение с эффективной изотропной индикатрисой рассеяния (2) запи-

сывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\varphi^i}{dx} + \sum_{tr}^i \varphi^i &= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{i-1} \varphi_0^k \Sigma^{k \rightarrow i} + \\ &+ \frac{1}{2} \varphi_0^i (\Sigma^{i \rightarrow i} - \Sigma_S^i \bar{\mu}_0^i) + q^i. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнение (8) отличается от многогруппового уравнения, соответствующего транспортной аппроксимации индикатрисы, наличием в правой части дополнительного члена $-\frac{1}{2} \varphi_0^i \Sigma_S^i \bar{\mu}_0^i$, уточняющего переходы нейтронов внутри группы, что особенно существенно при замедлении на легких ядрах.

Для численного интегрирования уравнения (8) можно воспользоваться программой для ЭВМ, описанной в работе [1], перейдя предварительно к интегральной форме записи кинетического уравнения. Таким образом, упомянутая программа может быть использована для определения пространственно-энергетического распределения быстрых нейтронов в средах, содержащих как тяжелые, так и легкие ядра.

Авторы признательны В. В. Орлову, обратившему их внимание на нарушение среднестатистической корреляции при использовании выражения (1).

Поступило в Редакцию 15/X 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Р. Бергельсон и др. «Атомная энергия», 24, 28 (1968).
2. Д. В. Ширков. В сб. «Физика и теплотехника реакторов». М., Атомиздат, 1958, стр. 57.
3. Г. Хен, Х. Зигерт. В сб. «Физические проблемы защиты реакторов». Под ред. А. А. Абагяна, С. Г. Цыпина. М., Атомиздат, 1969.

Вакуумная камера деления при регистрации нейтронов с управляемой чувствительностью

Е. К. МАЛЫШЕВ, А. Б. ДМИТРИЕВ, В. Г. БЕЛОЗЕРОВ

УДК 539.1.074.827

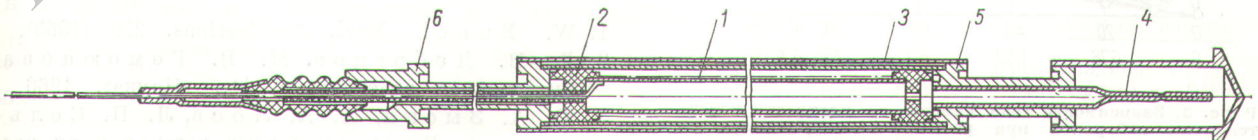
Для контроля и регулирования ядерных реакторов важно иметь датчик, сигнал которого пропорционален потоку тепловых нейтронов в большом диапазоне измерений. В обычных ионизационных камерах линейный диапазон измеряемых токов ограничен значениями плотности тока на электродах, близкими к 10 мка/см^2 , при рабочем напряжении до 500 в. Вакуумная камера деления позволяет расширить диапазон измерения потоков тепловых нейтронов.

Конструкция вакуумной камеры показана на рис. 1. Электродная система камеры образована двумя цилиндрами с диаметрами 5 и 8 мм. Покрытие (площадь 43 см^2) из смеси делящихся веществ наносится электролитическим способом на внешнюю сторону внутреннего электрода 1 плотностью $2,4 \text{ мг/см}^2$, который

укреплен на опорных изоляторах 2 из чистой окиси бериллия. Корпус 3 имеет вид цилиндра диаметром 10 мм. Камера откачивается до 10^{-3} торр через трубку 4 диаметром 3 мм, которая сварена в нижний фланец 5. Выводной изолятор 6 из высокоглиноземистой керамики впаив серебром в верхний фланец, изготовленный из кобальта. Все цилиндры камеры имеют толщину 0,2 мм и изготовлены из нержавеющей стали X18H10T.

Герметизация металлических частей осуществлялась аргоно-дуговой сваркой.

Радиатором осколков деления в вакуумной камере служит смесь делящихся веществ $U^{238} + Th^{232} + U^{235}$. Такая смесь обеспечивает компенсацию выгорания U^{235} длительное время в больших нейтронных потоках [1].



Р и с. 1. Конструкция вакуумной камеры деления.

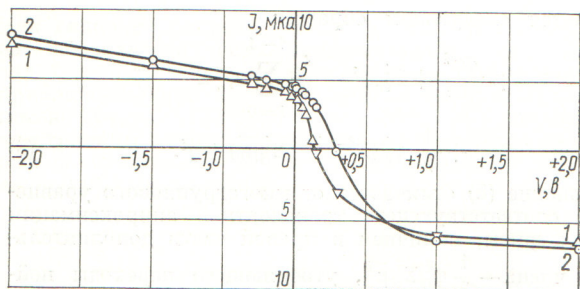


Рис. 2. Зависимость тока камеры при изменении напряжения от 0 до 2 в:
1, 2 — номера камер.

Внешний электрод и радиатор разделены вакуумным промежутком. Выход осколков деления из покрытия под действием нейтронов сопровождается вылетом электронов. Осколки деления, пролетая вакуумный промежуток, с большой энергией ударяются о внешний электрод и выбивают при этом вторичные электроны. Энергетический спектр этих электронов ионно-электронной эмиссии — сплошной, похожий на максвелловский, простирающийся до энергий 20—30 эв, средняя энергия эмиттированных электронов составляет несколько электронвольт [2]. Это подтверждается экспериментом с вакуумной камерой деления (рис. 2).

Зная поток нейтронов в месте расположения камеры и количество делящегося вещества на электроде, по среднему току можно определить число электронов, эмиттируемых электродами. Как показал приближенный расчет, на один осколок приходится около 2000 вто-

ричных электронов. Задавая различную разность напряжений между электродами, можно менять величину и направление тока через вакуумный промежуток, т. е. управлять чувствительностью вакуумной камеры деления. Благодаря малому объемному заряду в межэлектродном пространстве ток вакуумной камеры деления пропорционален плотности нейтронов даже в отсутствие разности потенциалов между электродами.

Исследования проводились на тяжеловодном реакторе Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) и на реакторе СМ-2 в Научно-исследовательском институте атомных реакторов. Камеры в ИТЭФ помещали в поток тепловых нейтронов с плотностью $1,2 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек, и снималась зависимость величины и направления тока от напряжения, приложенного к центральному электроду. Результаты представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что при напряжении примерно 0,3 в ток через вакуумный промежуток равен нулю. Это подтверждает предположение о том, что средняя энергия эмиттированных электронов меньше 1 эв. При дальнейшем увеличении напряжения ток меняет направление, что доказывает наличие эмиссии электронов с обоих электродов.

Плато вольт-амперной характеристики начинается практически с 1 в. Наличие тока в вакуумной камере при отсутствии напряжения между электродами можно объяснить контактной разностью потенциалов.

На рис. 3 представлена зависимость тока камеры от интенсивности нейтронного потока S (мощности реактора W) при различных напряжениях на радиаторе, измеренная на реакторе СМ-2. Из рисунка видно, что при изменении напряжения от 0 до 200 в чувствительность камеры меняется в 10 раз, при этом сохраняется линейная зависимость между током камеры и потоком нейтронов.

В процессе работы в объеме вакуумной камеры накапливаются газообразные продукты деления, в результате чего давление в камере увеличивается. Из всех осколков деления около 25% являются газообразными элементами [3].

В наших вакуумных камерах объемом 9 см³ содержалось 1,2 мг веществ, делящихся на тепловых нейтронах. За год работы в потоке плотностью $1,2 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек в такой камере накопится не более 0,15 торр газов. За семь месяцев непрерывной работы наши камеры характеристик не изменили. В случае использования камер в потоках 10^{15} нейтр/см²·сек длительное время, возможно, потребуется ввести буферный объем.

Авторы благодарят И. А. Реформатскую и Г. Ф. Малееву за отработку методики и нанесение покрытий.

Поступило в Редакцию 27/IX 1968 г.
В окончательной редакции 1/I 1969 г.

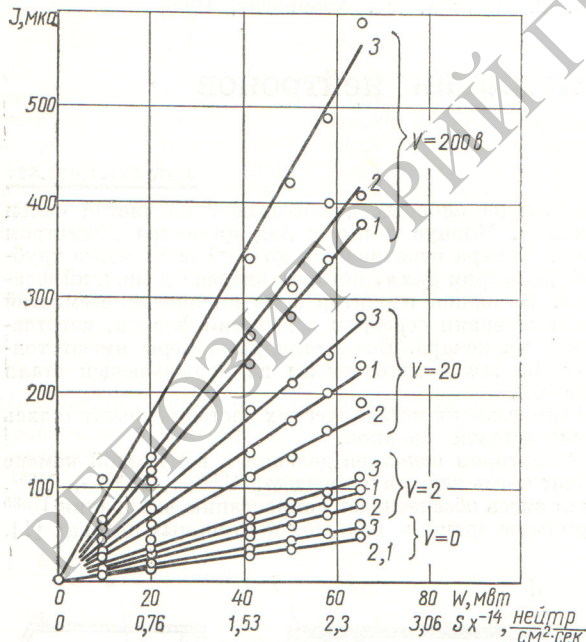


Рис. 3. Зависимость тока камеры от плотности потока тепловых нейтронов при различных напряжениях на эмиттере:

1, 2, 3 — номера камер.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Bunch. Nucl. Applications, 259 (1965).
2. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника. М., «Наука», 1966.
3. Ю. А. Зысин, А. А. Лбов, Л. П. Сельченков. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М., Госатомиздат, 1963.