

Рис. 2. Зависимость величины искажения в показаниях хромель-копелевой и хромель-алюмелевой термопар, уровня температуры облучения и отношения $\Delta t/t$ от мощности реактора: 1 и 2 — облучение при пониженной и повышенной температуре соответственно

что для одноименных термоэлектродов не наблюдалось дополнительного искажения сигнала.

На рис. 2,а показана зависимость изменения разницы температуры Δt , воспроизводимой по показаниям сваренных в один рабочий спай хромель-копелевой и хромель-алюмелевой термопар диаметром 0,5 мм, от мощности реактора (плотности потока излучения). На рис. 2,б в зависимости от мощности приведено изменение существующего уровня температуры и отно-

шения $\Delta t = t_{X_{1,2-K}} - t_{X_{1,2-A}}$ к усредненному уровню температуры облучения рабочего спая (пунктир).

Для оценки влияния температуры на величину переходного искажения Δt облучение проводилось при разных уровнях температуры. Как следует из рис. 2,а, увеличение температуры облучения при прочих равных условиях приводит к увеличению Δt . Изменяется также и характер зависимости. При определенном сочетании плотности излучения, температуры и диаметра термоэлектродов наблюдается явно выраженное насыщение. Дальнейший рост температуры и плотности излучения не приводит к увеличению искажения термо-ЭДС. Отметим, что с уменьшением диаметра термоэлектродов Δt тоже уменьшается.

На рис. 2,а показано значение Δt для термопар, экранированных слоем кадмия толщиной $\delta \approx 0,7$ мм (пунктир). Поглощение кадмием тепловых нейтронов (n, γ -реакция) сопровождается значительным выходом вторичных γ -квантов, что приводит к локальному увеличению γ -потока в месте расположения рабочих спаев и, как следствие, к увеличению Δt . Наличием значительного γ -фона реактора объясняется и тот факт, что при $N = 0$ разница в показаниях между хромель-копелевой и хромель-алюмелевой термопарами $\Delta t \approx 0,3 - 0,7$ град.

Влияния интегрального нейтронного потока не обнаружено, удовлетворительно совпадающие значения $\Delta t = t_{X-K} - t_{X-A}$ были получены для термопар, облученных флюенсом тепловых нейтронов от $1 \cdot 10^{18}$ до $\sim 4 \cdot 10^{20}$ нейтр./см².

Поступило в Редакцию 15/XII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leonard J. «Nucl. Appl.», 1969, v. 6, N 3, p. 202.
2. Маркина Н. В., Самсонов Б. В., Цыганов В. А. «Физ. металлов и металловедение», 1971, т. 32, вып. 4, с. 747.
3. Dau G., Bourassa R., Keeton S. «Nucl. Appl.», 1968, v. 5, N 5, p. 322.
4. Bianchi G., Moretti S. «Energia Nucl.», 1964, v. 11, N 8, p. 426.

УДК 621.039.3

Экспериментальное исследование зависимости коэффициента обогащения от степени деления потока в разделительном элементе

КАМИНСКИЙ В. А., САРИШВИЛИ О. Г., СУЛАБЕРИДЗЕ Г. А., ЧУЖИНОВ В. А., ДЖАНДЖГАВА Б. Ш.

В ряде работ по теории разделения изотопов было показано, что коэффициент деления потока газа θ должен оказывать существенное влияние на работу разделительного элемента [1, 2], причем зависимость коэффициента обогащения от θ для элементов, реализующих процесс типа разлеевской дистилляции (газовая диффузия, масс-диффузия), имеет вид:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{1}{\theta} \ln \frac{1}{1-\theta}, \quad (1)$$

где ε_0 выражается через параметры, характеризующие

первичный эффект конкретного метода разделения. Несмотря на важность этой зависимости для теории каскадов, она до настоящего времени не была экспериментально подтверждена.

В настоящей работе проведено экспериментальное изучение этой зависимости с использованием метода масс-диффузии. Как показано в работе [3], коэффициент обогащения для масс-диффузионного элемента с достаточной степенью точности можно представить

$$\varepsilon = \frac{\Delta D}{D} \frac{q \ln q}{q-1} \frac{1}{\theta} \ln \frac{1}{1-\theta}, \quad (2)$$

Схема экспериментальных каскадов

Вариант схемы	κ	$p-1$	θ	Вариант схемы	κ	$p-1$	θ
1	3	1	1/4	3	1	1	1/2
2	2	1	1/3	4	1	2	2/3

где D — коэффициент диффузии легкого компонента в пар; $\ln q$ — диффузионное число Пекле. Очевидно, в этом случае

$$\varepsilon = \frac{\Delta D}{D} \frac{q \ln q}{q-1}$$

Варьировать θ можно и на одном элементе с помощью перекачивающих насосов. Этот метод, однако, не использовался вследствие трудности анализа малых изменений концентрации на выходах элемента, а также влияния такого способа деления потоков на внутренний режим его работы. Другой путь изменения θ — соединение разделительных элементов в каскад по несимметричной схеме.

Если обогащенный поток из i -элемента подавать на вход последующего $i+k$ -элемента и соответственно обедненный поток на вход предыдущего $i-(p-1)$ -элемента, то, согласно работе [4], в таком каскаде для основного числа элементов автоматически установится значение θ , задаваемое формулой

$$\theta = \frac{p-1}{k+p-1}$$

Варьирование θ при этом осуществляется изменением параметров несимметричности k и $p-1$. Для определения ε в этом случае необходимо пользоваться уравнением переноса для несимметричного каскада

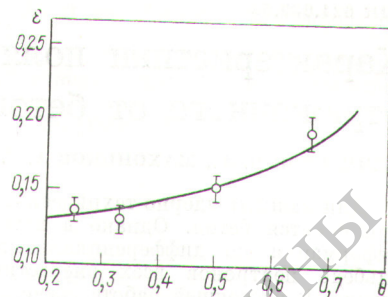
$$\frac{dc}{ds} = \frac{2\theta}{p-1} \varepsilon c(1-c) - \frac{2P}{k(p-1)L} (c_p - c) \quad (3)$$

Из этого уравнения в безотборном режиме легко получить выражение для ε :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{p-1}{\theta S} \ln \frac{c_K(1-c_H)}{c_H(1-c_K)} \quad (4)$$

где S — число элементов рабочего участка (участка с постоянным θ), а c_H и c_K — концентрации в начале и в конце этого участка.

Экспериментальная установка представляла собой каскад из 10 стальных масс-диффузионных элементов, работающих со ртутью в качестве паробразователя. Элементы имели цилиндрическую диафрагму с площадью рабочей части 270 см^2 и диффузионным сопротивлением $1,27 \text{ см}$. На каждый 1 см^2 поверхности диафрагмы приходилось 11 отверстий диаметром $0,3 \text{ мм}$.



Зависимость ε от θ :

— расчет, \circ — эксперимент

Зазор между диафрагмой и стенкой конденсатора составлял 3 мм . Элементы соединились в несимметричный каскад с параметрами несимметричности, представленными в таблице.

Варианты с $\theta < 1/4$ и $\theta > 2/3$ не рассматривались вследствие существенного усложнения схемы каскада и малой практической ценности этих областей. Для каждого значения θ рабочий участок каскада составлял шесть средних элементов схемы. Концентрации измерялись на выходе тяжелой фракции. Во всех опытах элементы работали в режиме с одинаковым значением $\ln q = 2,1$, которое определялось путем измерения теплового потока с основного и дополнительного конденсаторов и последующего вычисления количества пара, прошедшего через диафрагму. Зависимость ε от θ определялась при разделении изотопов неона. Рабочее давление в каскаде составляло 70 мм рт. ст . Результаты экспериментов приведены на рисунке совместно с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (2) для случая $\ln q = 2,1$. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает их хорошее совпадение.

Авторы выражают благодарность Б. И. Николаеву и Н. И. Лагунцову за обсуждение статьи и полезные замечания.

Поступило в Редакцию 25/XII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cohen K. The Theory of Isotope Separation. N. Y., Mc Grow-Hill, 1951.
2. Колокольцов Н. А., Лагунцов Н. И., Сулаберидзе Г. А. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 4, с. 259.
3. Чузинов В. А. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 6, с. 471.
4. Колокольцов Н. А. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 1, с. 9.