

Р и с. 3. Теоретическая и экспериментальная зависимости фактора разделения от суммарного потока пара: — — расчет; ○ — эксперимент

и разделительную способность

$$\delta U = L [\theta \Phi(c^+) + (1 - \theta) \Phi(c^-) - \Phi(c_F)]. \quad (17)$$

На рис. 2 приведена характерная зависимость коэффициента обогащения, рассчитанного по приведенной методике, от суммарного потока пара для элементов с различной высотой рабочей части диафрагмы (цифры у кривых). Коэффициент обогащения в области малых значений Q_0 имеет максимум. Его наличие объясняется влиянием двух конкурирующих факторов: умножением первичного эффекта разделения вследствие противотока и продольным перемешиванием конвенций и обратной диффузией. Пунктир показывает ход зависимости ϵ от Q_0 без учета противотока. Из рис. 2 следует, что для известного типа элементов ($H_d = 15$ см) [3, 4] отличие зависимости ϵ от суммарного потока пара, рассчитанных по разным методикам, наблюдается только в области малых значений Q_0 , когда элемент работает в режиме с внутренней циркуляцией.

Следует подчеркнуть, что влияние противотока приводит к зависимости ϵ от высоты рабочей части диафрагмы.

Как видно из рис. 2, с ростом высоты общий эффект разделения на элементе увеличивается. Однако необходимо иметь в виду, что вместе с этим уменьшается поток легкой фракции. Поэтому увеличение длины диафрагмы целесообразно только в специальных случаях, например при использовании элементов в концевых ступенях каскадов.

Для сравнения теории с экспериментом исследовали зависимость фактора разделения от полного потока пара в элементах с длиной диафрагмы 64 см при разделении изотопов неона (рис. 3). Диафрагма толщиной 0,3 мм имела 18 отверстий диаметром 0,3 мм на каждый 1 см², что соответствует эффективному диффузионному сопротивлению 2,4 см. Точность теоретических расчетов определялась точностью исходных данных и составляла <1%. Погрешность эксперимента находилась в статистической обработке результатов измерений [5]. Сравнение показывает удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных данных, что подтверждает обоснованность сделанных допущений и применимость противоточной модели элемента для практических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чужинов В. А. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 6, с. 471.
2. Джанджгава Б. Ш. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 129.
3. Гвердцители И. Г. и др. В кн.: Труды II Женевск. конф. Докл. сов. ученых. Т. 6. М., Атомиздат, 1959, с. 69.
4. Саршвили О. Г. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 43, вып. 3, с. 210.
5. Гутер Р. С., Овчинский Б. В. Элементы численного анализа и математической обработки результатов опыта. М., «Наука», 1970.

Поступило в Редакцию 04.10.79

УДК 621.039.34

Экспериментальное исследование процесса разделения изотопов в несимметричных масс-диффузионных каскадах

КАМИНСКИЙ В. А., САРИШВИЛИ О. Г., СУЛАБЕРИДЗЕ Г. А., ЧУЖИНОВ В. А.

Экспериментальное исследование несимметричных каскадов представляет значительный интерес особенно в связи с выводами теоретической работы [1] о возможности повышения их эффективности за счет применения несимметричных схем соединения ступеней. Следует, однако, заметить, что в этой работе при расчетах использовалась модель элемента с постоянным потоком легкой фракции, что обусловило специфику полученных результатов.

Таблица 1

Характеристики масс-диффузионного элемента

Q_0 , 10 ³ моль/с	θ_{II}	ΔP^* , мм вод. ст.	L' , 10 ⁴ моль/с	ϵ	$\ln q$	δU , 10 ⁶ моль/с
5	0,22	0,7	0,29	0,11	1,6	0,12
7	0,28	2,0	0,83	0,13	1,9	0,50
9	0,36	2,8	1,17	0,14	2,1	0,81
11	0,45	3,5	1,46	0,15	2,3	1,16

* Перепад давления на диафрагме (1 мм вод. ст. = 9,80665 Па).

Экспериментальная установка представляла собой каскад из 10 стальных масс-диффузионных элементов, в которых используется ртуть в качестве парообразователя. Толщина, высота и диаметр цилиндрической диафрагмы элементов соответственно 0,1; 150 и 58 мм. На каждый 1 см² поверхности диафрагмы приходилось 11 отверстий диаметром 0,3 мм, что соответствовало ее эффективному диффузионному сопротивлению 1,27 см. Зазор между диафрагмой и стенкой конденсатора 3 мм. Верхний дополнительный конденсатор (внутренний диаметр 64 мм, высота 100 мм) являлся непосредственным продолжением разделительной части элемента. Вывод легкой фракции из дополнительного конденсатора осуществлялся через капилляр диаметром 2,9 мм и длиной 50 мм. Характеристики таких элементов, соединенных по симметричной схеме, в зависимости от потока поступающего в аппарат пара приведены в табл. 1.

Опыты проводили при разделении изотопов неона при рабочем давлении 70 мм рт. ст. (1 мм рт. ст. = 133,322 Па). Потоки пара, поступающие в основную и дополнительный конденсаторы Q_T и Q_L соответственно, определили по тепловому с конденсирующихся поверхностей, после чего рассчитывали коэффициент парораспределения $\theta_{II} = Q_L / (Q_T + Q_L)$. Диффузионное число Пекле определено согласно работе [2] с учетом полного потока пара Q_0 по

Таблица 2
Экспериментальные значения коэффициента обогащения и внешних потоков в несимметричных каскадах

θ	ε	$L', 10^4$ моль/с	$L^*, 10^4$ моль/с
1/4	0,127	0,54	2,17
1/3	0,133	0,75	2,25
1/2	0,150	1,46	2,92
2/3	0,183	2,08	3,12

* Поток питания ступени.

формуле (здесь и далее использованы обозначения, введенные в работах [1, 2]):

$$\ln q = (1 - \theta_{\Pi}) \frac{l_{\Sigma}}{\Pi H g^n D_{10}} Q_0 \quad (1)$$

Значение потока легкой фракции L' рассчитывали по перепаду давления на капилляре, а разделительную способность δU — по формуле

$$\delta U = L' \varepsilon^2 (1 - \theta)/2. \quad (2)$$

На рис. 1 показаны схемы соединения элементов в несимметричный каскад с коэффициентом деления потока, равным 1/4 ($k = 3, p - 1 = 1$) и 2/3 ($k = 1, p - 1 = 2$) при противоточном режиме работы элементов. Пунктир — часть каскада, элементы которой работают с одним и тем же коэффициентом деления потока газа. Все измерения проводили на этой части каскада. Варианты $\theta < 1/4$ и $\theta > 2/3$ не рассматривались из-за существенного усложнения схемы каскада.

Результаты экспериментов при $Q_0 = 1,1 \cdot 10^{-2}$ моль/с представлены в табл. 2. Рост коэффициента обогащения ε с увеличением θ представляется закономерным и достаточно хорошо описывается теоретической формулой:

$$\varepsilon = \frac{\Delta D}{D} \frac{q \ln q}{q-1} \frac{1}{\theta} \ln \frac{1}{1-\theta} \quad (3)$$

В то же время рост L' с увеличением θ оказался непредвиденным и не объясняется в рамках существующей теории. Он наблюдался в равной мере как при противоточном, так и при проточном режимах течения газа вдоль диафрагмы.

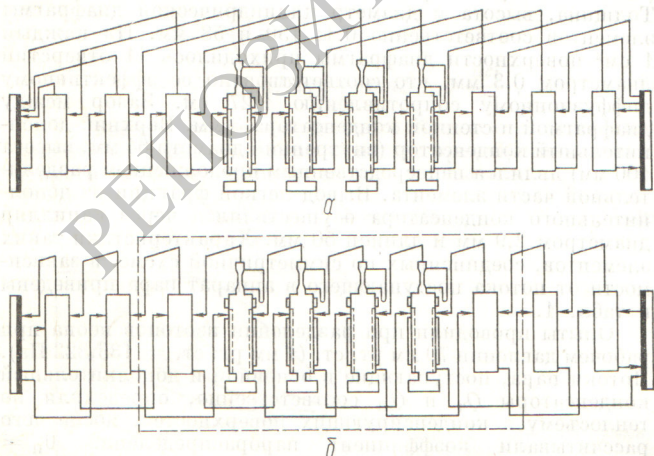


Рис. 1. Схемы соединения масс-диффузионных элементов в несимметричные каскады с $\theta = 1/4$ (а) и $2/3$ (б)

Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициента парораспределения от Q_0 для несимметричных каскадов при $\theta = 1/4$ (○); $1/3$ (●); $1/2$ (△) и $2/3$ (□)

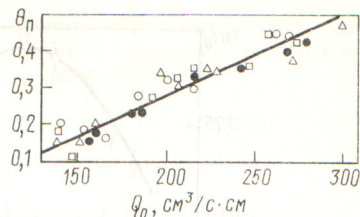
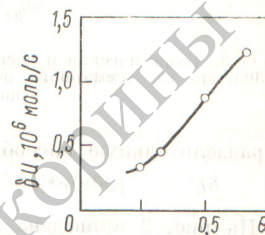


Рис. 3. Экспериментальная зависимость разделительной способности от коэффициента деления потока газа



Специально проведенные опыты по определению парораспределения в элементах, соединенных по несимметричной схеме, показали, что с изменением θ значение θ_{Π} не меняется (рис. 2), и, следовательно, этот эффект не связан с влиянием парораспределения. Изменение сопротивления внешних коммуникаций, связанное с их удлинением в несимметричном каскаде, происходит при $\theta < 1/2$ и $\theta > 1/2$ и тоже не объясняет роста потока легкой фракции с увеличением θ .

По-видимому, наблюдаемый эффект увеличения L' является следствием влияния продольного течения парогазовой смеси во внешнем зазоре на диффузионный перенос газа через диафрагму. Варьирование θ приводит к изменению соотношения между продольной ($\sim L$) и поперечной ($\sim Q_T$) скоростью парогазовой смеси во внешнем зазоре. Это изменение, очевидно, будет влиять на концентрацию газа в зазоре (γ_a) и вместе с ней на поперечный градиент концентрации на диафрагме, что обуславливает связь между L' и θ . Для выяснения этой связи требуется дополнительное теоретическое исследование.

Тем не менее рост L' настолько значителен, что приводит к существенному увеличению разделительной способности элемента при увеличении θ (рис. 3) по сравнению с его разделительной способностью в симметричной схеме и имеет большое практическое значение. Следует, однако, отметить, что этот факт обусловлен спецификой именно масс-диффузионных каскадов, в которых внешние потоки задаются не перекачивающими компрессорами, а устанавливаются на сбалансированном уровне, определяемом внутренним режимом работы самих элементов.

В табл. 3 представлены результаты расчета прямоугольных масс-диффузионных каскадов с $\theta = 1/3, 1/2$ и $2/3$,

Таблица 3

Сравнение расчетных характеристик симметричного и несимметричного каскадов для производства ^{22}Ne с концентрацией 90%

θ	S^*	$P^{**}, \text{г/сут}$	S/P
1/3	80	3,6	22,2
1/2	47	4,1	11,5
2/3	56	7,1	7,9

* Число ступеней.
** Производительность.

основанные на использовании экспериментальных данных. При небольшом увеличении числа ступеней, необходимым для сохранения условия оптимальности каскада, выигрыш в производительности при переходе от симметричной схемы к несимметричной с $\theta = 2/3$ составляет $\sim 74\%$, а энергетические затраты на единицу продукта, характеризующиеся отношением S/P , снижаются более чем на 40%. Приведенные результаты показывают целесообразность использования несимметричных масс-диффузионных каскадов с $\theta > 1/2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чужинов В. А. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 3, с. 254.
2. Джанджгава Б. Ш. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 129.

Поступило в Редакцию 04.10.79

УДК 621.039.512

Экранирование активационных детекторов гадолинием

КУЛИКОВ В. И., ЛОМАКИН С. С., ТАРАТУЛОВ В. П.

Активационный метод в настоящее время широко применяется для измерения параметров поля нейтронов в ядерных реакторах. В частности, можно получить информацию о спектре нейтронов, если использовать детекторы, содержащие ^{176}Lu , ^{151}Eu , ^{164}Dy , ^{54}Mn и резонансные детекторы.

Однако для очень важной области энергии, так называемой переходной (область перехода теплового спектра в надтепловой), практически отсутствуют активационные детекторы, обеспечивающие необходимую точность измерений. Следует отметить, что значение переходной области энергии весьма велико для топлива, содержащего плутоний, так как в нее попадает резонанс ^{239}Pu .

Для получения информации о спектре нейтронов в переходной области энергии можно применить ряд активационных детекторов, помещенных в соответствующие экранирующие (поглощающие нейтроны) фильтры. К настоящему времени выполнены некоторые работы по определению

параметров, характеризующих фильтры и экранированные детекторы [1—3]. Однако имеющиеся данные [4] ограничены несколькими нейтронно-чувствительными элементами и областью температуры нейтронов до 200 °С, что затрудняет применение экранированных детекторов в реакторах АЭС.

Используя тот или иной материал фильтра, можно изменить ход сечения активации детекторов в тепловой области, усилив тем самым вклад надтепловых нейтронов или нейтронов переходной области энергии. В этом смысле особенно благоприятно применение метода «серых» фильтров ($\Sigma_{\text{акт}} t_{\text{ф}} = 1$, где $t_{\text{ф}}$ — толщина фильтра) из гадолиния. Если в сочетании с такими фильтрами применить ^{176}Lu , ^{151}Eu , ^{103}Rh , ^{115}In , то нейтронная чувствительность детекторов оказывается увеличенной именно в переходной области энергии. Для практической реализации метода необходимы эффективные сечения экранированных фильтрами детекторов.

Таблица 1

Параметры $g(T)$ и $s(T)$ для детекторов с фильтрами из гадолиния

Температура нейтронов, °С	^{164}Dy		^{176}Lu		^{103}Rh		^{151}Eu	
	g	s	g	s	g	s	g	s
20	1,569	2,980	1,151	16,465	1,766	63,194	1,217	9,981
120	2,071	2,282	9,553	4,015	2,469	72,032	1,462	11,811
220	2,508	1,641	13,695	-4,669	3,146	80,208	1,748	12,963
320	2,875	1,097	17,033	-9,494	3,785	88,459	2,122	13,326
420	3,181	0,646	19,488	-12,079	4,387	97,226	2,614	12,910
520	3,434	0,271	21,086	-13,277	4,960	106,564	3,228	11,735
620	3,644	-0,036	22,089	-13,683	5,515	116,137	3,943	9,908
720	3,817	-0,291	22,617	-13,548	6,066	125,430	4,732	7,655
820	3,960	-0,500	22,796	-13,065	6,632	134,004	5,563	5,246
920	4,079	-0,673	22,726	-12,365	7,233	141,618	6,409	3,006

Таблица 2

Значения относительной чувствительности спектрального индекса ϵ

Условия облучения	$r = 0,1$				$r = 0,15$				$r = 0,2$			
	^{164}Dy	^{176}Lu	^{103}Rh	^{151}Eu	^{164}Dy	^{176}Lu	^{103}Rh	^{151}Eu	^{164}Dy	^{176}Lu	^{103}Rh	^{151}Eu
С фильтром из гадолиния	0,22	0,38	0,18	0,18	0,17	0,23	0,16	0,17	0,15	0,12	0,14	0,16
Без фильтра	-0,02	0,24	0,07	-0,06	-0,03	0,17	0,08	-0,05	-0,04	0,10	0,08	-0,04