

ские ступени контактирования за 3,6 ч, что совпадает с расчетными данными: $(\bar{C}_{\text{м сж}} = 0,5 \text{ г/л}, C_{\text{нсж}} = 0,35 \text{ г/л}, \bar{C}_{\text{кон}} = 25,0 \text{ г/л}, C_{\text{кон}} = 0,003 \text{ г/л}, T:Ж = 1:70, \text{ где } \bar{C} \text{ и } C — соответственно концентрация урана на сорбенте и в растворе})$.

В работе исследовалась прочность различных сорбентов, которая складывается из способности ионо-обменных смол сопротивляться механическому истиранию при эксплуатации в аппаратах с насадкой и коммуникациях, а также растрескиванию под действием осмотических сил, возникающих при контакте сорбентов с различными реагентами. Эти исследования показали, что сорбенты типа КУ-2×8, АН-1, КУ-1 и др. не истираются при длительном их использовании в пульсационных колоннах с насадкой КРИМЗ, аэролифтной выгрузке и транспортировке по коммуникациям [7]; в процессе разрушения ионитов преобладают осмотические явления.

Выщелачивание урана из химконцентратов азотной кислотой в промышленных пульсационных колоннах ранее было исследовано, поэтому перед нами не стояла задача проведения промышленных испытаний процесса сернокислотного выщелачивания урана из руды. Этот процесс можно внедрять в производство без предварительных полупромышленных испытаний, достаточно ограничиться лабораторными исследованиями по кинетике процесса выщелачивания и глубине извлечения.

Таким образом, нами отработаны все операции сорбционной технологии извлечения урана из рудной пульпы в наиболее эффективных аппаратах вытеснения — пульсационных колоннах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ласкорин Б.Н. Современное состояние и перспективы развития гидрометаллургических процессов. — В кн.: Гидрометаллургия, автоклавное выщелачивание, сорбция, экстракция. М.: Наука, 1976, с. 263.
2. Гидрометаллургическая переработка ураносодержащего сырья. Под ред. Д.И. Скороварова. М.: Атомиздат, 1979. 280 с.
3. Нам Л.С., Быховцов В.Л., Смирнова Т.Ю. и др. Методика расчета аппаратуры для отмывки ионитов в процессах сорбционного извлечения урана из пульп и растворов. — Атомная энергия, 1987, т. 63, вып. 3, с. 165—168.
4. Шумовский А.В., Нам Л.С. Непрерывная технология получения цеолитов в пульсационных аппаратах. — Хим. и нефт. машиностроение, 1995, № 5, с. 8—10.
5. Карпачева С.М., Захаров Е.И., Кошкин В.Н. Сорбционные пульсационные колонны. — В кн.: Разработка и применение пульсационной аппаратуры. М.: Атомиздат, 1974, с. 253.
6. Рябчиков Б.Е., Захаров Е.И. Основы теории и расчета пульсационных колонных реакторов. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
7. Нам Л.С., Черникова И.П., Дмитриев Х.О. и др. Исследование механической прочности сорбентов. — Журн. прикл. химии, 1987, № 11, с. 2561—2564.

Поступило в Редакцию 28.06.95

УДК 621.039.5

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ДВУХ ГРУПП МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ИЗМЕРЕНИЯ $\beta_{\text{эф}}$ МЕТОДОМ α -РОССИ

Дулин В.А., Матвеев И.П., Михайлов Г.М. (ГНЦ РФ — ФЭИ)

Измеренная с точностью 2—2,5% (1σ) эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}}$ позволяет проверять данные о запаздывающих нейтронах и в некоторых случаях точность расчета сопряженного потока в области энергии спектра мгновенных и запаздывающих нейтронов деления.

Обычно $\beta_{\text{эф}}$ определяют методом, использующим калиброванный источник ^{252}Cf [1], или по измерению реакторных шумов [2]. Применение различных методик в одном и том же эксперименте является скорее исключением [3].

В последнее время все большее внимание привлекают методики, основанные на методе α -Росси. Модификация метода, представленная в работе [4], основана на комбинации выделения амплитуды коррелированной части сигнала и определения разномножения от источника ^{252}Cf . В модификации [5] для получения полного интеграла коррелированных совпадений особое внимание уделяется определению временной зависимости некоррелированного фона под экспоненциально убывающей частью временного распределения α -Росси.

В настоящей работе проводится анализ измерения $\beta_{\text{эф}}$ методом α -Росси (дальнейшее развитие модификации метода, изложенного в работе [5]) в рамках модели двух групп мгновенных нейтронов. Результаты сравниваются с экспериментальными данными, полученными другими методами.

Определения модели двух групп мгновенных нейтронов. Согласно данным работы [6] уравнения точечной кинетики мгновенных нейтронов для реактора с неразмножающим отражателем, описывающие в среднем изменение индивидуальной цепочки мгновенных нейтронов, имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{d\Pi_c}{dt} &= -\lambda_c \Pi_c + \lambda_{cr} \Pi_r + \delta(t - t_0); \\ \frac{d\Pi_r}{dt} &= \lambda_{cr} \Pi_c - \lambda_r \Pi_r\end{aligned}\quad (1)$$

с обычными определениями: $\Pi_c(t)$, $\Pi_r(t)$ — решение системы уравнений кинетики (1), представляющее собой вероятность иметь в активной зоне (индекс c) или отражателе (индекс r) в момент времени t нейтрон, образовавшийся от нейтрона, присутствовавшего в активной зоне в момент времени t_0 ; $\lambda_c = [1 - K_c(1 - \beta_{\text{эф}})]/\tau_c$; $\lambda_r = (\tau_r)^{-1}$; $\lambda_{cr} = K_{cr}/\tau_c$; $\lambda_{cr} = K_{cr}/\tau_c$; K_c — вероятность того, что исчезающий в активной зоне нейтрон даст в ней же новый мгновенный нейтрон деления; $K_{cr} = K_c(1 - \beta_{\text{эф}})$ — эффективный коэффициент размножения мгновенных нейтронов в активной зоне; τ_c, τ_r — время жизни мгновенных нейтронов в активной зоне и отражателе соответственно; K_{cr} — вероятность того, что исчезающий из отражателя нейтрон появится в активной зоне; K_{cr} — вероятность того, что исчезающий из активной зоны нейтрон появится в отражателе; $K = K_c + K_{cr} K_{rc}$ — эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе. Тогда

$$\Pi_c(t - t_0) = G^{-1/2} [A_c \exp(\alpha_c(t - t_0)) + A_r \exp(\alpha_r(t - t_0))]; \quad (2)$$

$$G = (\lambda_r - \lambda_c)^2 + 4\lambda_{cr}\lambda_{rc}; \quad (3)$$

$$\alpha_c = -\frac{1}{2}(\lambda_r + \lambda_c - \sqrt{G}); \quad \alpha_r = -\frac{1}{2}(\lambda_r + \lambda_c + \sqrt{G}); \quad (4)$$

$$A_c = (2\sqrt{G})^{-1/2}(\lambda_r - \lambda_c + \sqrt{G}); \quad A_r = 1 - A_c. \quad (5)$$

Определение $\beta_{\text{эф}}$. Поместим два нейтронных детектора с примерно одинаковой эффективностью регистрации деления ϵ в активную зону реактора. Пусть скорость делений равна F и соответственно скорость счета детекторов $C = \epsilon F$, где ϵ — эффективность детектора. Тогда $p_{cn} = (\epsilon F)^2 dt_1 dt_2 = C^2 dt_1 dt_2$ — вероятность счета случайных совпадений.

Вероятность $p_{\text{коп}}(t_1, t_2) dt_1 dt_2$ регистрации в интервале времени dt_1 и dt_2 двух нейтронов, которые принадлежат одной цепочке, появившейся в результате деления с испусканием ν_p мгновенных нейтронов в момент времени t_0 , есть произведение $F dt_0$ — вероятности деления в интервале dt_0 , ν_p — вероятности испускания именно данного количества ν_p мгновенных нейтронов; $\nu_p \Pi_c(t_1 - t_0)$ — вероятности нейтрону этой цепочки дожить до момента t_1 ; $\epsilon/\tau_c dt_1$ — вероятности регистрации его в интервале времени dt_1 ; $(\nu_p - 1)\Pi_c(t_2 - t_0)$ — вероятности другому нейтрону этой цепочки дожить до момента t_2 ; $\epsilon/\tau_c dt_2$ — вероятности регистрации его в интервале dt_2 .

Тогда, как известно, вероятность регистрации коррелированной пары

$$p_{\text{коп}}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = F \overline{\nu_p(\nu_p - 1)} \left(\frac{\epsilon}{\tau_c}\right)^2 dt_1 dt_2 \int_{-\infty}^{t_1} \Pi_c(t_1 - t_0) \Pi_c(t_2 - t_0) dt_0$$

и полная вероятность регистрации пары нейтронов

$$p(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = p_{\text{коп}}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 + (\epsilon F)^2 dt_1 dt_2. \quad (6)$$

Вероятность деления в единицу времени $1/\tau_f$ и вероятность исчезновения нейтронов в активной зоне в единицу времени $1/\tau_c$, согласно данным [4], связаны выражением

$$K_c/\tau_c = \nu/\tau_f. \quad (7)$$

Здесь $\nu = \nu_p/(1 - \beta)$ — полное число нейтронов на одно деление.

Отнеся к одному отсчету первого детектора ($C dt_1 = 1$) полную вероятность регистрации пары нейтронов и используя выражение (7), получаем временной спектр α -Росси $N(t)$:

$$N(t)dt = Cdt + \frac{DD_s K_c^2 C}{i_c^2 F} (1 - \beta_{\Phi})^2 M(t)dt. \quad (8)$$

Здесь $D = \sqrt{\nu_p(\nu_p - 1)}/\bar{\nu}_p^2$ — фактор Дайвена; D_s — пространственный формфактор [7];

$$M(t) = (G)^{-1} (B_c \alpha_c \exp(\alpha_c |t|) + B_r \alpha_r \exp(\alpha_r |t|)); \quad (9)$$

$$B_c = -\frac{A_c}{\alpha_c} \left(\frac{A_c}{2\alpha_c} + \frac{A_r}{\alpha_c + \alpha_r} \right); \quad B_r = -\frac{A_r}{\alpha_r} \left(\frac{A_r}{2\alpha_r} + \frac{A_c}{\alpha_c + \alpha_r} \right),$$

где, как обычно, $|t| = |t_2 - t_1|$.

Проинтегрировав $N(t)dt$, определив счет в интервале времени Δt в области некоррелированного фона N и полного интеграла коррелированных совпадений S , получаем

$$N = C\Delta t;$$

$$\begin{aligned} S &= \frac{DD_s K_c^2 C (1 - \beta_{\Phi})^2}{i_c^2 F} \int_0^\infty M(t)dt = \frac{DD_s K_c^2 C}{2i_c^2 F} \frac{(1 - \beta_{\Phi})^2}{[\lambda_c - (\lambda_{cr} \lambda_{rc}/\lambda_c)]^2} = \\ &= \frac{DD_s K_c^2 C}{2i_c^2 F} (1 - \beta_{\Phi})^2 \frac{i_c^2}{(1 - K + K_c \beta_{\Phi})^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Принимая во внимание определение для реактивности в такой модели $\rho = \frac{1 - K}{K_c \beta_{\Phi}}$ [6] и беря отношение S/N , для β_{Φ} имеем

$$\beta_{\Phi} = \frac{1}{1 + (1 + |\rho|)(2FS\Delta t/DD_s N)^{1/2}}. \quad (11)$$

Учет временной зависимости некоррелированного фона. Используя для измерения $N(t)dt$ многоканальный временной анализатор с постоянной длительностью шкалы развертки, получим площадь S части измеренного спектра α -Росси, превышающую постоянный фон, меньше, чем это следует из выражения (10). Это связано [5, 7] с наличием зависящего от времени некоррелированного фона под экспоненциально убывающей частью временного α -Росси распределения:

$$C(t) = C \left[1 - E \int_{-\infty}^0 \exp(-ct) P(|t - t'|) dt' \right], \quad (12)$$

где $P(|t - t'|)dt'$ — плотность вероятности импульсу, зарегистрированному в цепочке счетного входа временного анализатора в момент времени t , сопровождаться коррелированным импульсом в цепочке стартового входа временного анализатора в момент времени t' в интервале dt' .

Как показано в работе [5], E без труда определяется из уравнения (6), если записать $p(t_1, t_2)dt_1 dt_2$ в виде $p(t, t')dt_1 dt_2 = (\epsilon F)^2 dt_1 dt_2 + \epsilon FEP(|t - t'|)dt_1 dt_2$, где в рамках модели двух групп мгновенных нейтронов

$$P(|t - t'|) = (2(B_c + B_r))^{-1} (B_c \alpha_c \exp(-\alpha_c |t - t'|) + B_r \alpha_r \exp(-\alpha_r |t - t'|)). \quad (13)$$

Тогда

$$E = \frac{2DD_s K_c^2 C (1 - \beta_{\Phi})^2}{i_c^2 F} \frac{B_c + B_r}{G}. \quad (14)$$

После интегрирования в уравнении (12) с учетом формул (13), (14) для $C(t)$ (при $t \geq 0$) имеем

$$C(t) = C \left[1 - E \frac{1}{2(B_c + B_r)} \left(\frac{B_c \alpha_c}{\alpha_c + C} \exp(-\alpha_c t) + \frac{B_r \alpha_r}{\alpha_r + C} \exp(-\alpha_r t) \right) \right].$$

Временное распределение $C(t)$ содержит такие же экспоненциальные зависимости, как и коррелированная часть спектра α -Росси. Некоррелированный фон в области экспоненциально убывающей части временного распределения α -Росси ниже, чем уровень постоянного фона Cdt , и измеряемое анализатором временное распределение (8) записывается в виде

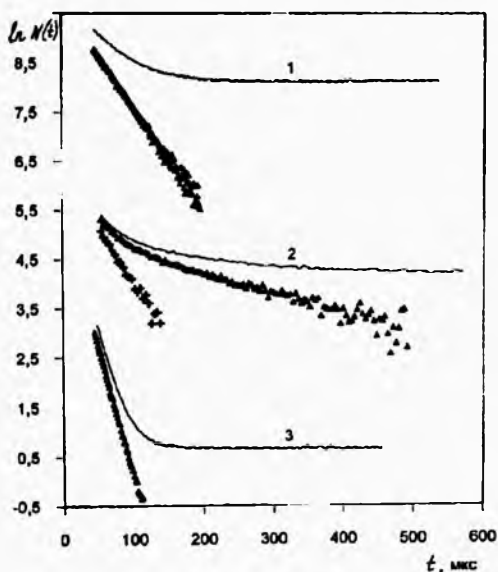
$$N(t)dt = Cdt + \frac{E}{2(B_c + B_r)} \left(B_c \alpha_c \frac{\alpha_c}{\alpha_c + C} \exp(-\alpha_c t) + B_r \alpha_r \frac{\alpha_r}{\alpha_r + C} \exp(-\alpha_r t) \right).$$

Интеграл отсчетов под каждой экспонентой измеренного временного распределения теперь не пропорционален B_c и B_r , а меньше на множители $\alpha_c/(\alpha_c + C)$ и $\alpha_r/(\alpha_r + C)$ соответственно. Корректный полный интеграл коррелированных совпадений S для определения $\beta_{\text{эф}}$ согласно уравнению (11) получается после умножения экспериментально полученных значений площадей S'_c и S'_r на соответствующие множители

$$S = S'_c \left(\frac{\alpha_c + C}{\alpha_c} \right) + S'_r \left(\frac{\alpha_r + C}{\alpha_r} \right) = S' \left(\frac{\bar{\alpha} + C}{\bar{\alpha}} \right),$$

где α_c , α_r — измеренные постоянные спада плотности мгновенных нейтронов. Получив из эксперимента $S = S'_c + S'_r$, соотношение (12) можно записать в виде

$$\beta_{\text{эф}} = \frac{1}{1 + (1 + |\rho|) \left(\frac{2FS'\Delta t}{DD_s N} \frac{(\bar{\alpha} + C)}{\bar{\alpha}} \right)^{1/2}} \quad (15)$$



Р и с. 1. Измеренное распределение α -Росси и соответствующие ему постоянные спада мгновенных нейтронов для БФС-54-4 (1), BERENICE-R2 (2), БФС-65-1 (3)

Измерения. Временные распределения α -Росси измерены на быстрых критических сборках БФС-54-4, BERENICE-R2 (стенд MASURKA, Франция), БФС-65-1. Сборки содержали диоксид урана, натрий и сталь. Обогащение топлива 22, 30 и 42% соответственно. Отражатели состояли из диоксида обедненного урана, стали и натрия. Время жизни мгновенных нейтронов в сборках 0,4, 0,35 и 0,2 мкс соответственно. Детекторы нейтронов (^3He счетчики) обычно располагались внутри активной зоны. На сборке БФС-54-4 измерения проводили в центре, на половине радиуса и границе активной зоны и отражателя. Форма временных распределений для всех расположений детекторов сохранялась, в то время как по мере удаления детекторов от центра $\beta_{\text{эф}}$, определенная по формуле (15), убывала на 1 и 2,5% соответственно. На рис. 1 для каждой сборки показаны измеренные временные распределения α -Росси.

Коррелированная часть распределения α -Росси на сборках БФС хорошо аппроксимируется одной экспонентой. Реактор с таким слаборазмножающим отражателем с точки зрения временного распределения мгновенных нейтронов может рассматриваться как одноконная система. Временное распределение сборки BERENICE-R2 состоит из двух хорошо различимых экспонент (см. таблицу).

Постоянные спада τ и соответствующая им площадь под распределением

$\rho \cdot \beta_{\text{эф}}$	τ_c , мкс	τ_r , мкс	S'_c , %	S'_r , %
- 0,145	25	125	28	72
- 0,250	24	120	33	67

Величина $\beta_{\text{эф}}$, измеренная методом α -Росси, для сборки БФС-54-4 составила 0,751, BERENICE-R2 — 0,754, методом источника ^{252}Cf — 0,760 и 0,737 соответственно.

Как видно, результаты измерения методами источника ^{252}Cf и α -Росси совпадают (в пределах точности измерений) независимо от того, описывается временное распределение α -Росси одной или двумя экспонентами.

Анализ результатов. Для сборок БФС-54-4 и -65-1 постоянные спада $\tau \sim 43$ и ~ 20 мкс соответственно отвечают времени жизни нейтронов в их активных зонах. В то же время ни одна из измеренных постоянных спада сборки BERENICE-R2 (см. таблицу) не соответствовала ожидаемой, согласно расчетному времени жизни 0,35 мкс постоянной спада, равной 41,5 мкс при $\rho = -0,145 \beta_{\text{эф}}$. Это может быть объяснено различием состава отражателя сборок BERENICE-R2 и БФС. В отражателе первой сборки на расстоянии 5 см от границы активной зоны находились два полиэтиленовых блока размером $10 \times 10 \times 20$ см, имевшие в центре

отверстие диаметром 6, высотой 20 см. Согласно оценкам, собственное время жизни нейтронов в этих блоках составляет $\sim 60\text{--}75$ мкс. Предполагая, что именно эти блоки являются «отражателем», обуславливающим двухгрупповое изменение нейтронов, рассмотрим зависимость α_c и α_r от $K_{cr}K_{rc}$, используя соотношения (3)—(5), (9). Для малой величины переменной $K_{cr}K_{rc}$ при $4\lambda_c\lambda_{rc}/(\lambda_r - \lambda_c)^2 \ll 1$ из формул (3), (4) можно получить

$$\alpha_c = \lambda_c - [K_{cr}K_{rc}/\lambda_c \lambda_r (\lambda_r - \lambda_c)];$$

$$\alpha_r = \lambda_r + [K_{cr}K_{rc}/\lambda_c \lambda_r (\lambda_r - \lambda_c)].$$

Характер изменения α_c при увеличении $K_{cr}K_{rc}$ зависит от знака разности $\lambda_r - \lambda_c$. Если время жизни $\tau_c^0 = 1/\lambda_c$ (при $K_{cr}K_{rc} = 0$) меньше, чем собственное время жизни в отражателе $\tau_r^0 = 1/\lambda_r$ (т.е. $\lambda_c > \lambda_r$), то α_c увеличивается с ростом $K_{cr}K_{rc}$ и соответственно τ_c уменьшается.

На рис. 2 приведены результаты расчета $1/\alpha_c$, $1/\alpha_r$ и отношения рассчитанных площадей B/B_c в зависимости от $K_{cr}K_{rc}$ согласно соотношениям (4), (5) и (9). Как видно из таблицы, экспериментальные значения постоянных спада можно получить расчетным путем, если предположить, что $K_{cr}K_{rc}$ находится в диапазоне 0,003—0,005.

Прямая оценка телесного угла, занимаемого полиэтиленовыми блоками относительно центра активной зоны, дает $\approx 0,015$. С учетом вероятности нейтрону пройти через слой отражателя (5-см диоксида урана и натрия) и обратно $K_{cr}K_{rc} \approx 0,003\text{--}0,005$ представляется правдоподобной. Заметим, что в этом случае хорошо предсказываются расчетом и измеренные отношения площадей S/S_c (см. рис. 2, в).

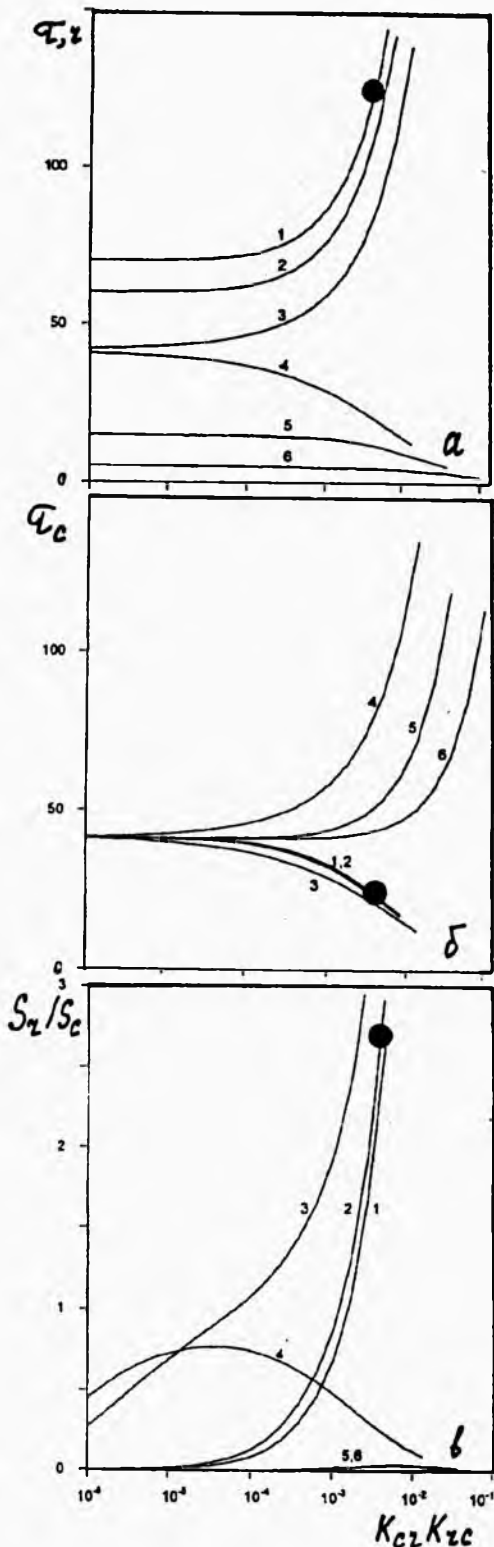
Конечно, наилучшей проверкой правильности такого объяснения являются прямые измерения временного распределения α -Росси с полиэтиленовыми блоками и без них в критической сборке подобного состава.

Результаты данной работы позволяют утверждать, что:

для измерения $\beta_{\alpha\phi}$ метод α -Росси может использоваться и в системах, временное распределение мгновенных нейтронов в которых содержит более одной экспоненты;

особенности регистрации таких распределений многоканальными временными анализаторами без труда учитываются путем использования только измеренных параметров временного распределения (τ_c , τ_r и S/S_c);

полученное расчетным путем уменьшение времени жизни мгновенных нейтронов в зоне и данное на этой основе объяснение параметров временного распределения в сборке BERENICE-R2 (или ей подобной) желательно проверить экспериментально.



Р и с. 2. Результаты численных расчетов τ_c (а), τ_r (б), S_r/S_c (в) для τ_r , равного 70 (1), 60 (2), 42 (3), 41 (4), 15 (5), 5 мкс (6); ● — эксперимент при $\rho = -0,145\beta$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carpenter S., Gasidlo J., Stevenson J. Measurement of the effective delayed-neutron fraction in two fast critical experiments. — Nucl. Sci. Engng., 1972, v. 49(2), p. 236—239.
2. Bennet E., Travelli A. Effective beta measurement by a detector variance method. — Trans. Am. Nucl. Soc., 1972, v. 15, p. 488—489.
3. Avramov A.M., Doulin V.A., Zhuravlev V.I. e.a. The measurement of the effective delayed-neutron fraction in the fast critical assembly BFS with uranium-plutonium metal fuel. — In: Proc. PHYSOR-90 Intern. Conf. on the Physics of Reactor Operation, Design and Computation. Marcellie, apr. 23—27, 1990, v. 1, p. III-95—III-103.
4. Spriggs G. Two Rossi- α techniques for measuring the effective delayed neutron fraction. — Nucl. Sci. Engng., 1993, v. 113, p. 161—172.
5. Дулин В.А., Михайлов Г.М. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов методом α -Росси. — Атомная энергия, 1995, т. 78, вып. 3, с. 151—155.
6. Kistner G. Rossi- α theory for assemblies with two prompt neutron groups. — Nukleonik, 1964, v. 7(2), p. 106—109.
7. Otsuka M., Iijima T. Space-dependent formula for Rossi- α measurements. — Ibid., 1965, v. 7(8), p. 488—491.

Поступило в Редакцию 4.07.95

УДК 66—944

ПРОГРЕССИВНЫЕ ПРОТИВОТОЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ ДЕСОРБЦИИ
С АНИОНИТОВ

Полтавцев В.И. (ТОО фирма АРГС)

В мировой и отечественной практике организации и использования противоточных массообменных процессов в системе Т:Ж, в частности, десорбции урана с анионитов, выделяется несколько основных направлений взаимодействия твердой и жидкой фаз [1—3]. Предложенный в свое время [4, 5] метод трехфазного вихревого слоя развивает область использования массообменных процессов в системе Т:Ж:Г. Сравнительный анализ (см. таблицу) показывает, что этот метод во многом проявляет себя как обобщающий по отношению к известным. Действительно, плотные массы зернистого материала в промежутке между циклами движутся в реакционном объеме аппарата и нарушают «зашемление» частиц, которое является причиной отрицательного воздействия на скорость и глубину массообменного процесса [1, 2]. Пульсации [3] устраняют это влияние, но в аппаратах этого типа возникают высокие динамические нагрузки. И только в случае трехфазного вихревого слоя непрерывный процесс дает оптимальный результат. По конструкции массообменные сорбционные аппараты преимущественно вертикальные, и появление горизонтального варианта [4] позволяет значительно увеличить коэффициент использования рабочего пространства цехов, особенно в петлеобразных циклических процессах ионного обмена [6]. Последние делятся на два класса: гомогенные, где все стадии проходят одиотипно, и гетерогенные, где ионообмен проводят в плотном слое, а регенерацию и экстрагирование — в кипящем слое с системой Т:Ж.

Сравнительная характеристика взаимодействия твердой и жидкой фазы

Хитгинс [1]	Б.Н. Ласкорин [2]	С.М. Карпачева [3]	В.И. Полтавцев [4]
Характер процесса			
Непрерывно-циклический	Непрерывно-циклический	Непрерывно-пульсационный	Непрерывный
Конструктивное выполнение			
Вертикальное	Вертикальное	Вертикальное	Горизонтальное
Влияние ввода энергии потока на конструкцию аппарата			
Нет	Нет	Влияет	Нет
Удобство пуска и остановки аппарата			
Удобно	Неудобно	Неудобно	Удобно
Сохранение фронта сорбции при внезапных остановках и длительных простоях			
Частично сохраняется	Частично сохраняется	Не сохраняется	Полностью сохраняется
Соотношение твердой и жидкой фаз			
χ	χ	ниже, чем χ	$0-\chi-\alpha$
Зашемление поверхности гранул			
Да	Да	Нет	Нет