

Влияние резонансов на нестационарный спектр нейтронов

МЕТЕЛКИН Е. В., ТРУХАНОВ Г. Я.

УДК 539.125.5.173.162.3:539.125.5.162.3

Исследуется влияние резонансов на нестационарный спектр нейтронов в бесконечной однородной среде от мгновенного равномерно распределенного по пространству источника для простейшей модели, учитывающей резонансную структуру сечения поглощения: в энергетических областях $E > E_1$ (первая область) и $E < E_2$ (третья область) поглощение отсутствует, т. е. $\Sigma_{tot}^{(1)} = \Sigma_s^{(1)} = \Sigma_{tot}^{(3)} = \Sigma_s^{(3)} = \text{const}$; в области $E_2 \leq E \leq E_1$ (вторая область) определяющим является поглощение нейтронов, т. е. $\Sigma_{tot}^{(2)} = \Sigma_a^{(2)} = \text{const}$, причем $\Sigma_a^{(2)} \gg \Sigma_s^{(1)}$. Вычисления проводились в приближении «узких резонансов». Критерий применимости указанного приближения получен из требования малости вероятности поглощения на отдельном резонансе и имеет вид $E_1 - E_2 \ll \frac{2}{M} E_1$, где M — массовое число ядра замедлителя. Спектр нейтронов определяли в предположении, что ядра замедлителя неподвижны (это справедливо для энергий нейтронов больше 10 эВ), а рассеяние сферически симметрично в системе центра инерции.

Показано, что поток нейтронов в области резонанса достигает максимума в момент времени $t(E) = \frac{2}{\xi v \Sigma_s^{(1)}}$, что с точностью до членов порядка $1/M$ совпадает с результатом работы [1]. Это свидетельствует о том, что наличие резонансов не влияет на время собственно замедления.

Получено выражение для потока нейтронов:

$$\Phi(E, t) = \Phi_0(E) \frac{[t/\tau_1(E)]^{2/\xi} \exp\{-t/\tau_1(E)\}}{\tau_1(E) \Gamma\left(\frac{2}{\xi} + 1\right)}, \quad (1)$$

где $\Phi_0(E) = \frac{1}{\xi v \Sigma_{tot}} \exp\left(-\int_E^{E^+} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{tot}} \cdot \frac{dE}{\xi E}\right)$ — решение

соответствующей стационарной задачи; $\tau_1(E) = \frac{1}{v \Sigma_s^{(1)}}$ — время свободного пробега нейтронов с энергией E ; ξ — среднее изменение логарифма за одно упругое соударение; $\Gamma\left(\frac{2}{\xi} + 1\right)$ — γ -функция. Из формулы (1) видно, что поток нейтронов имеет провалы в области резонанса, при этом плотность столкновений ($\Psi = \Sigma_{tot} \Phi$), как и в стационарном случае, представляет собой плавно меняющуюся функцию.

Проведено обобщение на произвольное число резонансов, отстоящих на достаточном расстоянии друг от друга. Показано, что в этом случае результирующее поглощение может быть значительным.

Для получения окончательного результата, в котором учитывается влияние резонансов на нестационарный энергетический спектр нейтронов (для узких резонансов), нужно функцию нестационарного распределения нейтронов, вычисленную в отсутствие резонансов, умножить на вероятность избежать резонансного захвата, вычисленную для стационарного случая при наличии резонансов. Следует отметить, что приближение узких резонансов справедливо для ряда веществ [2].

(№ 687/7142. Статья поступила в Редакцию 20/XI 1972 г., аннотация — 2/IV 1973 г. Полный текст 0,7 а. л., 4 рис., 6 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Казарновский М. В. Теория нестационарного упругого замедления нейтронов в тяжелой среде. «Труды ФИАН», 1957, т. XI, с. 176.
2. Дреснер Л. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.

Модуляция амплитуды ускоряющего поля в линейном ускорителе с асимметричной фазопеременной фокусировкой

КУШИН В. В., МОХОВ В. М.

УДК 621.384.64

Захват частиц в ускоритель с асимметричной фазопеременной фокусировкой можно увеличить, если одновременно с периодическим изменением синхронной фазы вдоль ускорителя ($\varphi_s = \varphi_0 \pm \varphi_1$) менять и амплитуду ускоряющей волны [$E_m = E_0(1 \pm \varepsilon)$].

Поперечные и продольные (фазовые) колебания частицы в безразмерных координатах ρ , $\sigma \sim \Delta\varphi$, z описываются уравнениями:

$$\frac{d^2\rho}{dz^2} + [-A_\rho \pm G_\rho] \rho = 0; \quad (1)$$

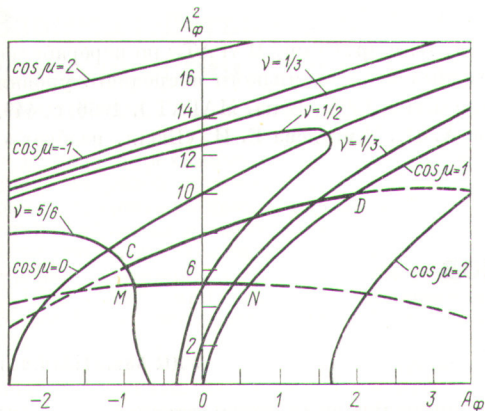
$$\frac{d^2\sigma}{dz^2} + [-A_\sigma \pm G_\sigma] \sigma = 0, \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A_\rho &= B [\sin(\varphi_0 + \Delta\varphi) \cos \varphi_1 + \varepsilon \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) \sin \varphi_1], \\ \sigma_\rho &= B [\cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) \sin \varphi_1 + \varepsilon \sin(\varphi_0 + \Delta\varphi) \cos \varphi_1], \\ A_\sigma &= -2A_\rho |_{\Delta\varphi=0}, \quad G_\sigma = 2G_\rho |_{\Delta\varphi=0}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$B = \frac{\pi e E_0 (1 - \beta_s^2)^{3/2} L^2}{m_0 c^2 \lambda \beta_s^3}, \quad (4)$$

Здесь e , m_0 — заряд и масса покоя частицы; λ — длина волны; L — период фокусировки; $\beta_s = v_s/c$, где v_s — равновесная скорость, c — скорость света. Уравнениям (1) и (2) соответствует известная диаграмма



Траектории радиальной изображающей точки для случаев $\varepsilon = 0$ и $\varepsilon \neq 0$.

устойчивости на плоскости A, G . Поскольку фазовое отклонение частицы $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_s$ колеблется в пределах от $-\Delta\varphi_m$ до $+\Delta\varphi_m$, изображающая точка попе-

речных колебаний A, G совершает колебательное движение по дуге эллипса, который описывается в параметрической форме уравнениями (3).

Радиальная устойчивость частиц сохраняется до тех пор, пока изображающая точка не выйдет за пределы области устойчивости, которая на рисунке ограничена линиями $\cos \mu = 1$ и $\cos \mu = -1$. В случае $\varepsilon = 0$ эта точка движется по дуге эллипса, оси которого совпадают с осями координат (дуга MN). Поэтому изображающая точка приближается к границе устойчивости $\cos \mu = 1$ кратчайшим путем. Введение модуляции амплитуды поля $\varepsilon \neq 0$ позволяет повернуть ось эллипса относительно осей координат и тем самым заметно отодвинуть точку пересечения траектории с границей устойчивости (дуга CD). Таким образом, удается увеличить допустимый размах фазовых колебаний и фазовый захват ускорителя до значений, которые обычно бывают при автофазировке. Однако расход ВЧ-мощности, которая при асимметричной фазопеременной фокусировке расходуется на создание как ускоряющего, так и фокусирующего поля, оказывается заметно выше, чем при автофазировке.

(№ 688/7179. Поступила в Редакцию 29/XI 1972 г. Полный текст 0,4 а. л., 2 рис., 9 библиографических ссылок.)

Концентрирование радиоактивного шлама гидроокиси железа и регенерационных растворов методом совместного выпаривания

ТРОФИМОВ Д. И., БАРАБАНОВ А. П.

УДК 66.049.1

До последнего времени [1] концентрирование радиоактивных отходов — гидроокисного шлама $Fe(OH)_3$ и регенерационных растворов, образующихся при дезактивации стоков, — осуществлялось методами центрифугирования и выпаривания. При центрифугировании нельзя получить осадок влажностью менее 90%, что приводит к значительным затратам при захоронении. Выпаривание регенерационных растворов сопровождается сильным вспениванием, максимальный коэффициент сокращения объема достигает 10—12.

Экспериментально установлено [2], что при смешивании гидроокисного шлама и регенерационных растворов коэффициент выпаривания повышается до 25. При этом значительно снижается пенообразование по сравнению с выпариванием только регенерата и полностью отпадает проблема разрушения пены. Для совместного выпаривания используются обычные аппараты, например, с вынесенной греющей камерой. Процесс выпаривания протекает спокойно, без выбросов и толчков. Прикипания частиц мицеллы $Fe(OH)_3$ к греющей поверхности аппарата не наблюдается.

При смешивании гидроокисного осадка с регенерационным раствором, содержащим в основном $NaNO_3$, по всей вероятности, происходит процесс замещения ионов воды адсорбционного слоя осадка на ионы Na^+ и NO_3^- , т. е. протекает процесс высаливания. При совместном выпаривании коэффициент теплопередачи K выше на 20—25% по сравнению с выпариванием только регенерата. Коэффициент теплопередачи возрастает за счет добавления в раствор осадка гидроокиси железа, обладающего повышенной теплопроводностью. Полученный конденсат по содержанию радиоактивных изотопов не превышает норм сброса в открытый водоем.

В таблице приведены результаты исследований совместного выпаривания шлама гидроокиси железа и регенерационных растворов.

Результаты исследований совместного выпаривания шлама $Fe(OH)_3$ и регенерационных растворов

Характеристика процесса	Выпаривание регенерата	Смесь регенерата с гидроокисным шламом (1 : 1)
Температура кипения, °C	114—116	115—117
Коэффициент выпаривания	11—12	24—26
Удельный теплосъем, кг исп. вл./м ² ·ч	40—50	60—70
Кубовый остаток		
концентрация солей, г/дм ³	800—850	950—1000
плотность, г/см ³	1,30—1,40	1,50—1,60
суммарная β-активность, кюри/кг	$(2 \div 4) \cdot 10^{-4}$	$(3 \div 5) \cdot 10^{-4}$

На основании проведенных исследований и внедрения этой схемы в производство показано, что раздельное концентрирование гидроокиси шлама и регенерационного раствора позволяет сократить объем отходов только в 250 раз, в то время как при совместном их