

взаимодействия нейтронов с ядрами равно сумме парциальных сечений: $\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_s + \sigma_{in}$.

Для описания поведения совокупности нейтронов в среде вводятся след. величины: плотн. нейтронов n (число нейтронов в единице объёма) и поток нейтронов Φ (число нейтронов, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную направлению их движения, в единицу времени). Величины n и Φ носят статистич. характер, однако они обычно достаточно велики, чтобы можно было пренебречь относит. флуктуациями и считать их равными ср. значениям. Полное число взаимодействий нейтронов с ядрами в единице объёма среды в единицу времени равно $N\sigma\Phi$ (N — концентрация ядер).

Ср. длина пробега нейтрона до соударения с ядром $\lambda = (N\sigma)^{-1}$. Длина пробега до взаимодействия того или иного рода определяется соответственным парциальным сечением. Длина пробега до рассеяния, в частности, $\lambda_s = (N\sigma_s)^{-1}$. Величина λ для реакторных сред — порядка неск. см. В общем случае ср. расстояние, проходимое движущимся в данном направлении нейтроном в рассеивающей среде, выражается транспортной длиной $\lambda_{tr} = \lambda_s / (1 - \cos\theta)$, где $\cos\theta$ — ср. косинус угла рассеяния в лаб. системе. Если рассеяние изотропно, то $\lambda_{tr} = \lambda_s$. При преимуществ. рассеянии вперёд $\lambda_{tr} > \lambda_s$. Величина ξ/λ_s , наз. замедляющей способностью среды, характеризует ср. потерю энергии нейтроном на единицу длины пути (см. *Замедление нейтронов*).

Многокомпонентная среда может быть однородной или гетерогенной. В однородной среде сечения отд. компонент аддитивны и общее сечение взаимодействия $\sigma = \sum_i \alpha_i \sigma_i$, где α_i — доля ядерной плотности i -той компоненты; сумма берётся по всем компонентам. Условие однородности: $r \ll \lambda$, где r — размер участков различающихся по составу компонент. Отсутствие аддитивности в гетерогенной среде связано с возникновением локальных неоднородностей нейтронного потока. Т. к. в общем случае $\lambda = \lambda(E)$, то для одних нейтронов, напр. быстрых, среда может быть однородной, а для других, тепловых, — гетерогенной.

Размножение нейтронов. Возможность осуществления цепной реакции деления и её параметры определяются ядерно-физ. свойствами среды и геометрией (размерами, формой) системы. Влияние свойств среды можно изучать независимо, введя представление о бесконечной (бесконечно протяжённой) среде. Осн. параметром в этом случае является K_∞ — коэф. размножения нейтронов для бесконечной среды, равный отношению кол-ва нейтронов одного поколения к предыдущему. При этом подразумевается, что нейтроны данного поколения исчезают как при поглощении с последующим делением ядра, так и в результате радиац. захвата. Вторичные нейтроны деления относятся к след. поколению. Время жизни нейтронов одного поколения весьма мало (10^{-3} — 10^{-5} с в тепловых Я. р. и до 10^{-8} с в быстрых), поэтому потерей нейтрона за счёт его собственного β -распада (время жизни ~ 15 мин) можно пренебречь. В однородной среде в общем случае

$$K_\infty = \frac{\sum_i \nu_i \sigma_{fi} \alpha_i}{\sum_i (\sigma_{fi} + \sigma_{ci}) \alpha_i}$$

В чистом природном уране, где неупругое рассеяние быстро снижает энергию нейтронов ниже порога деления ^{238}U , радиац. захват настолько превалирует, что K_∞ оказывается существенно меньше единицы и цепная реакция невозможна. Для её осуществления нужно либо повысить содержание изотопа ^{235}U (до 10% и более), либо изменить спектр нейтронов с помощью замедлителя. В обоих случаях цепная реакция в осн. будет происходить на ^{235}U . Для смеси урана с замедлителем упрощённый расчёт K_∞ основывается на том, что прослеживается вся «судьба» нейтрона, начиная от его образования в виде быстрого, далее в процессе замедления вплоть до поглощения, с определением необходимых параметров для каж-

дого этапа в отдельности. В результате получается известная ф-ла четырёх сомножителей:

$$K_\infty = \eta \epsilon f \theta.$$

Величина η определяет ср. кол-во вторичных нейтронов, образующихся в результате поглощения в уране одного теплового нейтрона с последующим делением ядра. Второй множитель ϵ определяет вклад в K_∞ эффекта размножения быстрых нейтронов в ^{238}U . Величина f есть вероятность избежать резонансного (радиационного) захвата в ^{238}U в процессе замедления нейтрона; θ — вероятность поглощения теплового нейтрона в уране, а не в замедлителе или др. материалах.

В общем случае в однородной среде существует оптимальное соотношение между концентрациями ядерного топлива и замедлителя, при к-ром K_∞ наибольший. Дальнейшее увеличение K_∞ может быть достигнуто за счёт использования гетерогенной структуры активной зоны. Обычно активная зона представляет собой правильную решётку стержневых ТВЭЛов, погружённых в массив замедлителя. Если, напр., в однородной смеси природного урана с графитом K_∞ меньше единицы, то при гетерогенной структуре K_∞ может доходить до 1.1. На природном уране в смеси с обычной водой, к-рая заметно поглощает тепловые нейтроны, нельзя достигнуть $K_\infty = 1$ ни при какой структуре активной зоны. Водяной замедлитель обязательно требует применения обогащённого урана.

Для конечной среды вводится эфф. коэф. размножения нейтронов K_{eff} , к-рый меньше, чем K_∞ , за счёт утечки нейтронов за пределы активной зоны: $K_{eff} = K_\infty l$, где l — вероятность избежать утечки (для нейтронов данного поколения). Величина l зависит от свойств среды и геометрии системы. С увеличением объёма активной зоны относит. величина поверхности, через к-рую происходит утечка, уменьшается и l растёт. При заданном объёме утечка зависит от формы системы; для сферы — системы с мин. относит. поверхностью — l максимальна.

При $K_{eff} = 1$ осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Это состояние, а также сама система и её параметры наз. критическими.

Распространение нейтронов в среде. Движение нейтронов в реакторной среде имеет много общего с хаотич. движением молекул в газе. Однако макс. концентрация нейтронного газа соответствует вакууму с давлением 10^{-6} мм рт. ст. Это означает, что взаимодействие нейтронов между собой на много порядков ниже, чем с ядрами, и им можно пренебречь. Поэтому ур-ния переноса нейтронов являются линейными относительно n и Φ . Пространственное энергетич. распределение нейтронов в точной постановке задачи находится из решения газокинетич. интегродифференциального ур-ния Больцмана, получаемого при строгом учёте нейтронного баланса в элементарном объёме среды. Это ур-ние можно решать приближёнными численными методами с любой необходимой степенью точности. Во многих имеющих практич. интерес случаях достаточною точность даёт первое приближение метода сферич. гармоник, к-рое близко к диффузионному. Ур-ние диффузии выводится в предположении, что угл. распределение потока нейтронов мало меняется на расстояниях порядка λ . При подведении баланса нейтронов учитываются изменение кол-ва нейтронов в данном объёме за счёт обмена с соседними объёмами, размножения и исчезновения нейтронов при ядерных взаимодействиях, а также возможное образование нейтронов от внутр. источников, не зависящее от величины Φ .

Для стационарных состояний, представляющих наиб. практич. интерес, в отсутствие внеш. источников ур-ние диффузии в одномерной геометрии имеет вид

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{K_\infty - 1}{L^2} n = 0,$$

для трёхмерной геометрии —

$$\Delta n + \frac{K_\infty - 1}{L^2} n = 0.$$