

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Нейтроны, не имеющие электрического заряда, при движении в веществе не взаимодействуют с электронными оболочками атомов. Нейтроны, проходя через вещество, непосредственно не ионизируют атомы и молекулы, как заряженные частицы. Поэтому нейтроны обнаруживают по вторичным эффектам, возникающим при взаимодействии их с ядрами. При столкновениях с атомными ядрами они могут выбивать из них заряженные частицы, которые ионизируют и возбуждают атомы среды. В результате соударения нейтронов с ядрами вещества природа последних не изменяется, а сами нейтроны рассеиваются на атомных ядрах. При этом следует рассматривать упругое и неупругое рассеяния. При втором виде взаимодействия изменяется природа соударяющихся частиц. Происходят ядерные реакции типа (n, α) , (n, p) , (n, γ) , $(n, 2n)$ и т.д., и наблюдается деление тяжелых ядер.

Явления, происходящие при взаимодействии нейтронов с ядрами, зависят от кинетической энергии нейтронов. Поэтому обычно нейтроны делят на отдельные энергетические группы - тепловые, медленные и быстрые нейтроны. Границы этих энергетических групп условны (**Табл.8**).

Табл.8. Классификация нейтронов по энергии.

Энергия нейтронов	Типы нейтронов
< 0.05 эВ ($= 580$ К°)	Тепловые нейтроны
0.05 эВ - 1 кэВ	Медленные нейтроны
> 1 кэВ	Быстрые нейтроны

В зависимости от энергии нейтронов, их подразделяют на следующие группы:

- ультрахолодные нейтроны - нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ.
- холодные нейтроны - нейтроны с энергией меньше $5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Ультрахолодные и холодные отличаются аномально большой проникающей способностью при прохождении через поликристаллические вещества.

- тепловые нейтроны - нейтроны, находящиеся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды. При диффузии через относительно слабо поглощающие среды их скорости стремятся к максвелловскому распределению. Поэтому они и названы тепловыми. Их скорости характеризуются энергией $E_0 = k \cdot T$, соответствующей максимуму максвелловского распределения (T - абсолютная температура среды, сквозь которую диффундируют нейтроны, k - постоянная Больцмана).

- надтепловые нейтроны - нейтроны с энергией от 0.1 эВ до 0.5 кэВ. При прохождении надтепловых нейтронов через поглощающие и рассеивающие среды сечение взаимодействия подчиняется в основном закону $1/v$, где v скорость нейтрона. При определенных значениях энергии нейтронов возникают реакции радиационного захвата - реакции (n, γ) .

- нейтроны промежуточных энергий - нейтроны с энергией от 0.5 кэВ до 0.2 МэВ. Для нейтронов этих энергий наиболее типичным процессом взаимодействия с веществом является упругое рассеяние.

- быстрые нейтроны - нейтроны с энергией от 0.2 МэВ до 20 МэВ. Характеризуются как упругим, так и неупругим рассеянием и возникновением пороговых ядерных реакций.

- сверхбыстрые нейтроны - нейтроны, обладающие энергией свыше 20 МэВ. Они отличаются ядерными реакциями с вылетом большого числа частиц. При энергии нейтронов выше 300 МэВ наблюдается слабое взаимодействие нейтронов с ядром (прозрачность ядер для сверхбыстрых нейтронов) и появление "реакции скалывания", в результате которой бомбардируемое ядро испускает несколько осколков

В связи с отсутствием у нейтронов электрического заряда они проходят в веществе без взаимодействий сравнительно большие расстояния, измеряемые сантиметрами. Эффективные сечения взаимодействия нейтронов с электронами атома малы ($\sigma \approx 10^{-22}$ см²) по сравнению с сечением взаимодействия заряженной частицы с атомом ($\sigma \approx 10^{-16}$ см²).

Вероятность прохождения той или иной реакции определяется микроскопическим сечением реакции $\sigma(n, \alpha)$, $\sigma(n, p)$, $\sigma(n, \gamma)$, $\sigma(n, 2n)$ и т.д. (первой в скобках записывается бомбардирующая частица - нейтрон, второй - испускаемая частица или γ - квант).

Микроскопическое сечение σ можно представить себе как сечение сферы, описанной вокруг ядра. Пересекая сферу, нейтрон может вступить в реакцию с ядром. Вне сферы радиусом $r = \sqrt{\sigma/\pi}$ взаимодействия не происходят. Микроскопическое сечение измеряется в квадратных сантиметрах (см²) и барнах ($1 \text{ барн} = 10^{-24}$ см²). Каждый радионуклид имеет определенное значение σ , зависящее от энергии нейтронов. Экспериментально доказано, что при энергии нейтронов более 10 МэВ полное эффективное сечение равно: $\sigma_n = 2\pi \cdot R^2$, где R - радиус ядра. Отсюда радиус ядра $R = \sqrt{\sigma_n/\pi}$. Более

точные экспериментальные измерения радиуса ядра R в зависимости от массового числа A были проведены с использованием нейтронов с энергией 14 и 25 МэВ. Измерения показали, что $R=(1,3\div 1,4)\cdot 10^{-13} A^{1/2}$ (см). (64)

Умножив микроскопическое сечение σ на число ядер в 1 см^3 поглощающего вещества N , получим полное сечение всех ядер в 1 см^3 поглощающего вещества - макроскопическое сечение данного вещества для данной реакции:

$$\Sigma = \sigma N \quad (65)$$

Макроскопическое сечение имеет размерность, обратную размерности длины, см^{-1} . Так как $N = N_0 \rho / A$, где N_0 - число Авогадро, то

$$\Sigma = \sigma N_0 \rho / A. \quad (66)$$

Быстрые нейтроны передают энергию главным образом в результате прямых столкновений с атомными ядрами. Энергия, переданная от нейтрона ядру ($E_{\text{ядра}}$), зависит от массы ядра и угла рассеяния.

В среде из легких ядер нейтроны могут передавать практически всю свою энергию в результате одного столкновения, если столкновение лобовое. Для быстрых нейтронов наиболее важным результатом взаимодействия являются упругие (n,n) и неупругие (n,n') столкновения с атомными ядрами. В зависимости от типа ядра и энергии налетающего нейтрона величина сечения изменяется в интервале нескольких барн.

$$E_{\text{ядра}} = \frac{4Mm}{(M+m)} E_n \cos^2 \theta \quad (67)$$

где M , m - масса ядра и масса нейтрона, E_n - начальная энергия нейтрона, θ - угол между первоначальным направлением движения нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат.

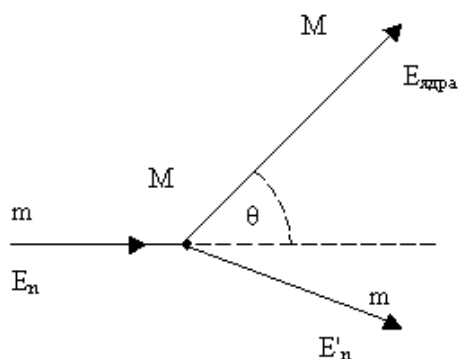


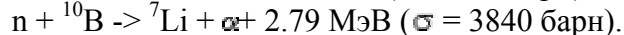
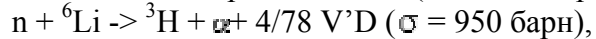
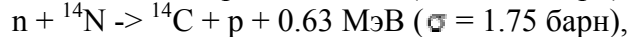
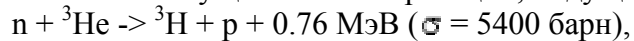
Рис.21. Рассеяние нейтронов на ядрах вещества.

Для медленных нейтронов наблюдаются максимумы в сечении взаимодействия при определенных значениях энергий нейтронов E_n , характерных для данного вещества. Основные процессы - рассеяние и замедление нейтронов до тепловых скоростей.

Энергии тепловых нейтронов не превышают энергии связи атомов в водородосодержащих молекулах. Поэтому в случае, если не происходит ядерной реакции, тепловые нейтроны могут вызвать лишь возбуждения колебательных степеней свободы, что приводит к разогреву вещества.

Наиболее характерными реакциями при взаимодействии тепловых нейтронов с веществом являются реакции радиационного захвата (n, γ). При уменьшении энергии нейтронов сечение упругого рассеяния (n,n) остается примерно постоянным на уровне нескольких барн, а сечение (n, γ) растет по закону $1/v$, где v - скорость налетающего нейтрона. Поэтому для очень медленных нейтронов возрастает не только абсолютная, но и относительная роль реакций радиационного захвата.

Наиболее существенные реакции, идущие под действием тепловых нейтронов, следующие:



В области тяжелых ядер начинают проявлять себя реакции деления (n,f). Однако для живой материи, состоящей преимущественно из легких элементов, эти реакции несут существенны.

Ослабление узкого коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества происходит по экспоненциальному закону:

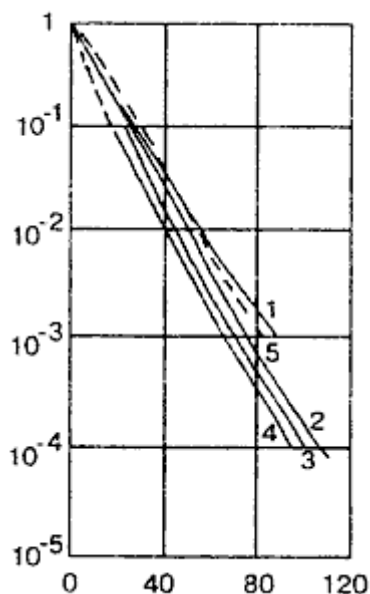
$$I(x) = I_0 \exp(-N\sigma x) \quad (68)$$

где I_0 и $I(x)$ - значения плотности потока до и после прохождения слоя вещества x , N - число ядер в единице объема вещества, σ - полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом.

Величина $\Sigma = N\sigma$ имеет размерность обратной длины (см^{-1}) и называется - линейный коэффициент ослабления потока нейтронов в веществе. Величина $\lambda = 1/\Sigma$ имеет размерность длины и называется - длина свободного пробега нейтрона в веществе. Средняя длина пробега по отношению к поглощению λ_a - это расстояние, при прохождении которого плотность потока нейтронов из-за поглощения уменьшается в e раз.

Плотность потока нейтронов $N(R)$ на расстоянии R от точечного источника, испускающего N_0 моноэнергетических нейтронов в единицу времени, определяется соотношением:

$$N(R) = \frac{N_0}{4\pi R^2} e^{-\frac{R}{\lambda_a}} \quad (69)$$



Для защиты от нейтронных источников высокой интенсивности наиболее употребительным материалом в промышленности является бетон.

На **Рис.22** приведены в полулогарифмическом масштабе кривые ослабления γ -лучей, быстрых и тепловых нейтронов в бетоне. Данные о длине свободного пробега быстрых нейтронов в различных материалах приведены в **Табл.7**.

В лабораторных условиях для защиты от быстрых нейтронов обычно используют комбинированную защиту, состоящую из парафина (воды), кадмия (бора) и свинца. В такой защите последовательно происходит замедление быстрых нейтронов (парафин, вода), поглощение нейтронов в результате (n, γ) реакции (кадмий, бор) и ослабление интенсивности образующихся γ -квантов (свинец).

Рис.22. Кривые ослабления в бетоне гамма-лучей (1), быстрых нейтронов (2), общего потока нейтронов (3), медленных нейтронов (4) и тепловых нейтронов (5). Ордината: мощность дозы, относительные единицы

Табл.9. Длина свободного пробега быстрых нейтронов (λ) в различных веществах.

Материал	Химическая формула	Плотность г/см ³	λ (см) при энергии :	
			4 МэВ	14.9 МэВ
Полиэтилен	(CH ₂) ₄	0.92	5.5	13.9
Плексиглас	C ₅ H ₈ O ₂	1.18	6.3	15.2
Карбид бора	B ₄ C	1.67	12.0	17.2
Графит	C	1.6Т	11.4	24.0
Алюминий	Al	2.7	14.1	15.9
Железо	Fe	7.89	7.6	8.3
Свинец	Pb	11.34	15.0	15.5

**Пробеги α -частиц и полная ионизация в ткани
плотностью $\rho = 1$**

Энергия α -частиц, Мэв	В воздухе, см	В алюминии, мк	В биологической ткани, мк	Полная ионизация, число пар ионов, $\times 10^8$
4,0	2,5	16	31	1,1
4,5	3,0	20	37	1,3
5,0	3,5	23	43	1,4
5,5	4,0	26	49	1,6
6,0	4,6	30	56	1,7
6,5	5,2	34	64	1,9
7,0	5,9	38	72	2,0
7,5	6,6	43	81	2,1
8,0	7,4	48	91	2,3
8,5	8,1	53	100	2,4
9,0	8,9	58	110	2,6
9,5	9,8	64	120	2,7
10,0	10,6	69	130	2,9