

Рассмотрим облучение тонкой мишени потоком нейтронов. Скорость накопления радиоактивных ядер можно рассчитать по уравнению

$$\frac{dN_2}{dt} = \Phi \sigma_1 N_1 - (\lambda_2 + \Phi \sigma_2) N_2, \quad (6.1)$$

где N_2 — количество атомов, накопившихся к данному моменту; N_1 — количество атомов исходного изотопа; Φ — плотность потока нейтронов $\left(\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}\right)$; σ_1, σ_2 — сечения захвата для исходного и получающегося изотопа соответственно; λ_2 — постоянная распада образующегося РН. Слагаемое $N_1 \Phi \sigma_1$ равно количеству превращений в секунду, а $-\lambda_2 N_2$ и $\Phi \sigma_2$ — описывает радиоактивный распад и «выгорание» образующихся атомов в процессе облучения. Скорость исчезновения исходного изотопа

$$-\frac{dN_1}{dt} = \Phi \sigma_1 N_1. \quad (6.2)$$

При условии постоянства сечения реакции и потока бомбардирующих частиц уравнения (6.1) и (6.2) имеют решение:

$$N_1 = N_{01} e^{-\Phi \sigma_1 t}, \quad (6.3)$$

$$N_2 = \frac{\Phi \sigma_1 N_{01}}{\lambda_2 - \Phi \sigma_1} (e^{-\Phi \sigma_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \quad (6.4)$$

где

$$\Lambda = \lambda + \Phi \sigma. \quad (6.5)$$

Активность накопившегося изотопа равна

$$A_2 = \lambda_2 N_2 = \frac{\lambda_2 \Phi \sigma_1 N_{01}}{\lambda_2 - \Phi \sigma_1} (e^{-\Phi \sigma_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (6.6)$$

Из выражений (6.4) и (6.6) следует, при облучении количество исходного мишенного изотопа уменьшается, и поэтому количество продукта возрастает с увеличением времени облучения лишь до определённой максимальной величины, а затем уменьшается в результате «выгорания» материала мишени.

Время достижения максимальной активности продукта определяется уравнением

$$\tau_m = \frac{\ln \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}}{\Lambda_2 - \Lambda_1}. \quad (6.7)$$

Таким образом, при высоких потоках нейтронов и больших сечениях реакций следует выбирать время облучения мишени, по крайней мере, не превышающее τ_m (рис. 6.1).

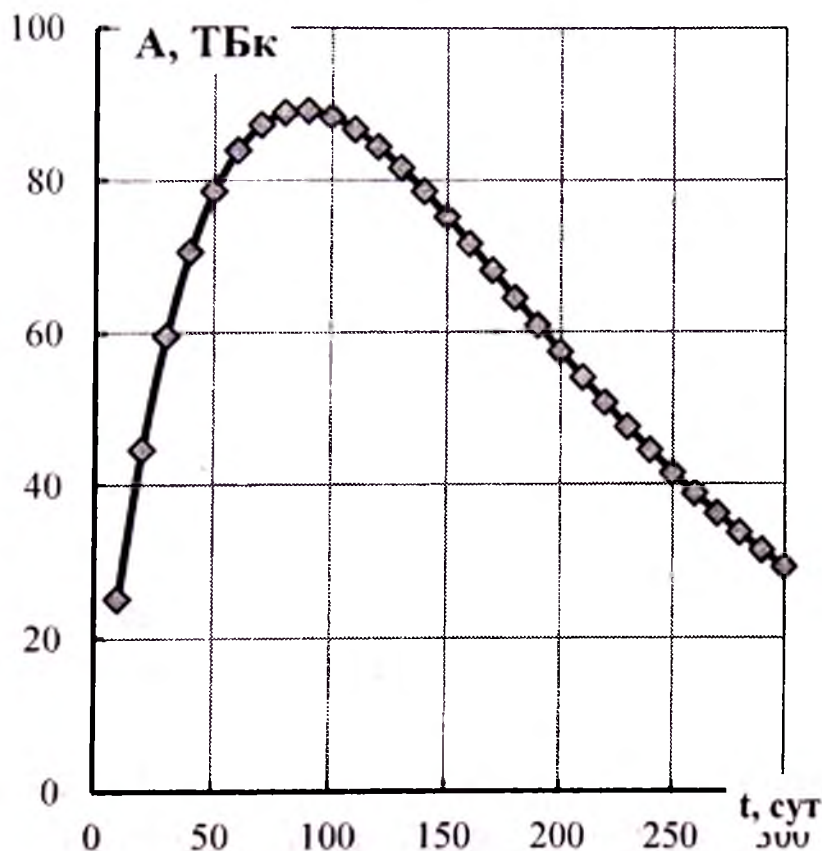


Рис. 6.1. Накопление ^{192}Ir при облучении в потоке нейтронов $10^{14} \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ изотопнообогащённой мишени ^{191}Ir (нельзя пренебрегать выгоранием)

На практике в большинстве случаев можно пренебречь уменьшением числа атомов исходного изотопа в мишени. При этом выражение для активности накопленного при облучении продукта принимает вид

$$A_2 = \frac{\lambda_2 \Phi \sigma_1 N_{01}}{\Lambda_2} (1 - e^{-\Lambda_2 t}). \quad (6.8)$$

Это уравнение дает значение активности в любой момент времени облучения и не принимает во внимание ослабление потока в мишени. Зависимость активности от времени облучения в этом случае будет иметь вид кривой с продолжительным плато (рис.

6.2). Кривая приближается к пределу, где скорость образования равна скорости распада.

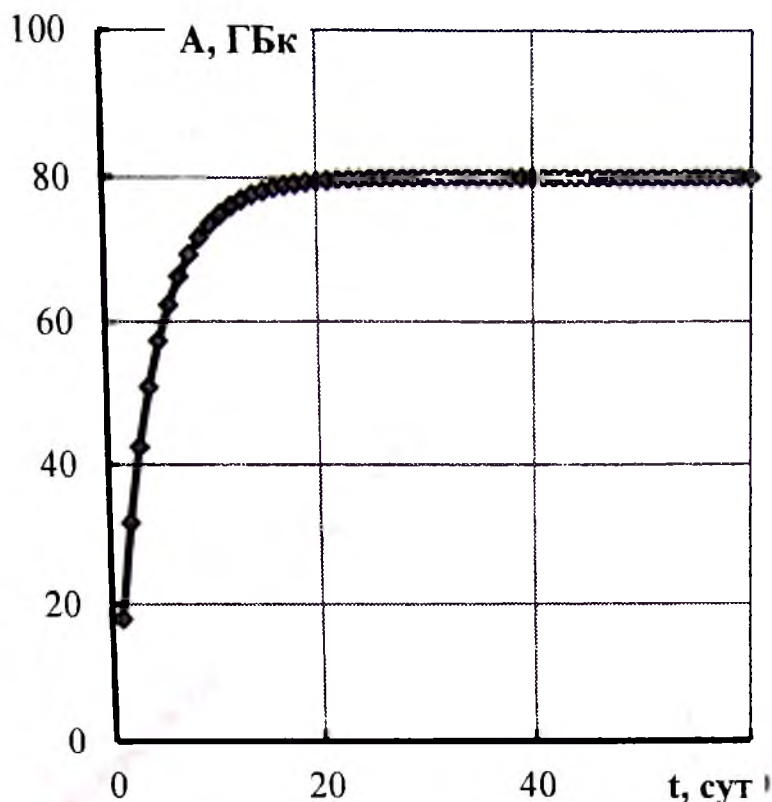


Рис. 6.2. Накопление ^{99}Mo при облучении в потоке нейтронов $10^{14} \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ изотопнообогащённой мишени ^{98}Mo (в расчёте на 1 г)

В простейшем случае, когда величина Λ_1 мала, и можно пренебречь выгоранием исходного изотопа, пользуются упрощённой формулой для вычисления «активности насыщения»

$$A_{2\text{пред}} = \frac{\lambda_2 \Phi \sigma_1 N_{01}}{\Lambda_2}. \quad (6.9)$$

Более 90 % максимальной активности достигается приблизительно через 4 периода полураспада. Фактически облучение, более длительное, неэффективно.

Для короткоживущих радионуклидов $\lambda_2 \gg \sigma_2 \Phi$ и

$$A_{2\text{пред}} = \Phi \sigma_1 N_{01}. \quad (6.10)$$

Пример 6.1. Материнский РН ^{113}Sn для изотопного генератора $^{113}\text{Sn}/^{113\text{m}}\text{In}$ получают по реакции $^{112}\text{Sn}(n, \gamma)^{113}\text{Sn}$ ($T_{1/2} = 115,09$ сут). Сечение этой реакции $\sigma_1 = 0,9$ б, концентрация изотопа $^{112}\text{Sn} \sim 95$ %, поток нейтронов $10^{12} \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$. Определить время максимального накопления, максимальную