

Нейтронно-активационный анализ

общий ядерный практикум Физического факультета МГУ бета-версия 1.4, 10.10.2024

В работе изучаются на сцинтилляционном спектрометре гамма-спектры образцов, облученных тепловыми нейтронами. Калибровка спектрометра проводится по фотопикам облученного индия. Мгновенные гамма-кванты от парафиновой защиты источника наблюдаются независимым сцинтилляционным детектором с кристаллом NaI(Tl) большого объема

1. Введение
2. Реакции под действием нейтронов
3. Закон радиоактивного распада
4. Активация изотопа
5. Экспериментальная установка
6. Сцинтилляционный спектрометр
7. Контрольные вопросы и задачи
8. Литература
9. Приложения.

Приложение 1. Вывод формулы активации

Приложение 2. Определение массы активируемого изотопа

Приложение 3. Зависимость сечения захвата нейтрона ядрами ^{115}In от энергии нейтрона

1. Введение

Активационным анализом называют метод качественного и количественного анализа вещества, основанный на активации ядер атомов и исследовании образовавшихся радиоактивных изотопов (радионуклидов). Результаты такого анализа не зависят от того, в какое химическое соединение входят атомы определяемых элементов, но чувствительны к изменению изотопного состава элементов.

В этом методе исследуемый образец облучается потоком частиц (нейтронов, протонов, α -частиц) или γ -квантов, и в результате ядерных реакций часть ядер превращается в радиоактивные или возбуждённые. Дальнейшая идентификация элементов происходит по энергии излучения и периоду полураспада радиоактивных ядер.

Нейтронный активационный анализ (НАА) впервые применили Дьёрдь Хевеши и Хильде Леви, облучая нейтронами радиево-бериллиевого источника образцы с редкоземельными металлами в 1936 году [1].

В результате неупругого взаимодействия нейтрона с ядром-мишенью

образуется составное ядро в возбуждённом состоянии. Если энергия нейтронов мала, то энергия возбуждения равна энергии связи нейтрона в составном ядре, и происходит переход в основное состояние за время меньше 10^{-13} с с испусканием так называемых мгновенных (prompt) γ -квантов.

Основное состояние образовавшегося ядра может быть нестабильным, тогда происходит β -распад. Если происходит распад на возбуждённое состояние конечного ядра, то испускаются γ -кванты с характерными для этого ядра энергиями. Эти γ -кванты регистрируются детектором. Далее, зная число нейтронов, падающих на образец, по энергии и известным из литературы сечениям радиационного захвата определяется масса исходного элемента в образце.

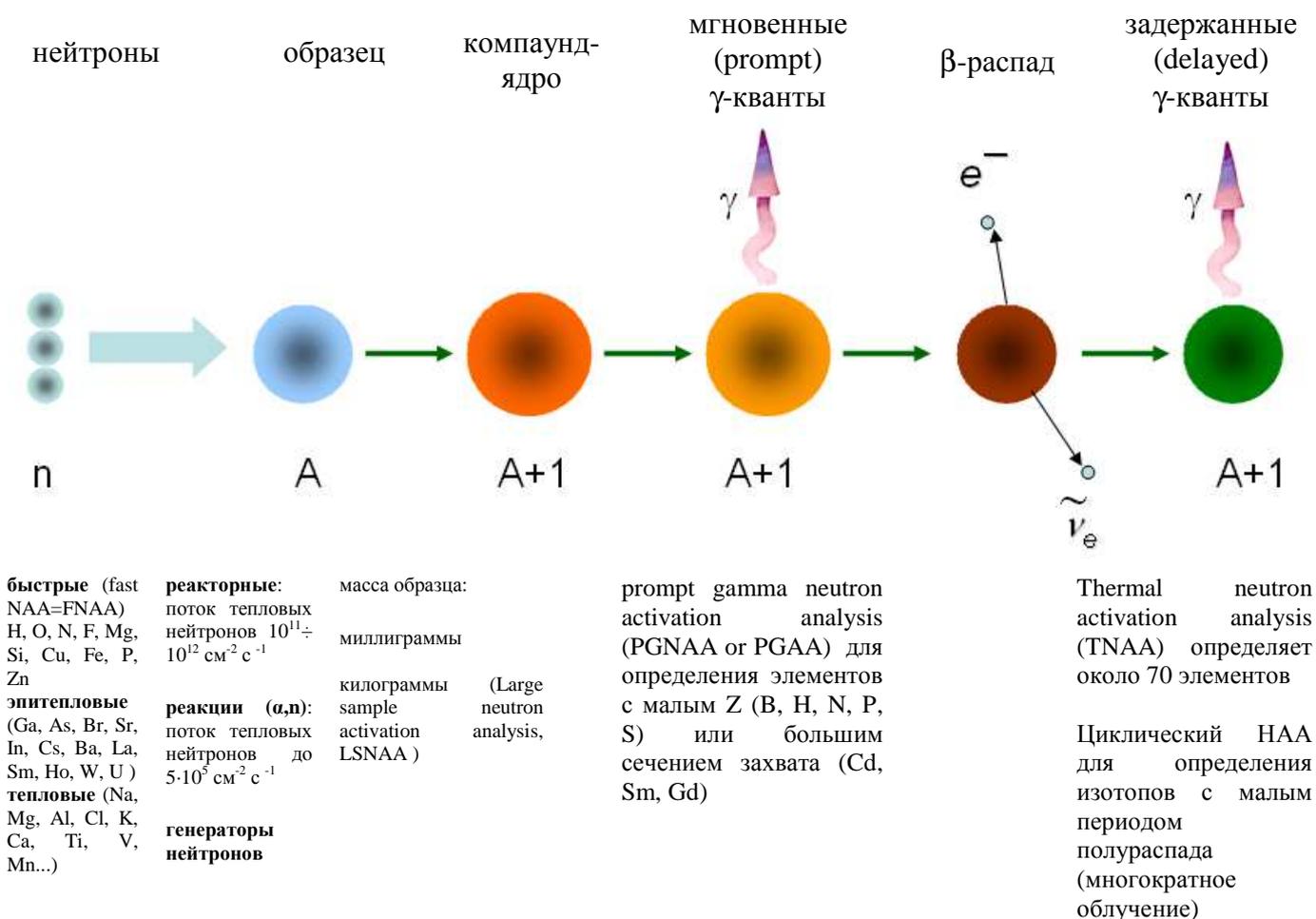


рис. 1. Последовательность событий в реакции (n, γ) и виды НАА[2]

Таким образом, по времени измерения нейтронный активационный анализ подразделяется на две категории:

- регистрация мгновенных γ -квантов, когда измерения проводятся во время облучения;
- регистрация задержанных γ -квантов, где измерения производятся во время распада.

Облучение тепловыми нейтронами занимает ведущее место среди активационных методов, так как имеет следующие достоинства:

- при облучении большинства элементов протекает только одна ядерная реакция (n, γ), в результате которой образуется радиоизотоп исходного элемента, что уменьшает число радионуклидов, которые могут быть получены при многоэлементном анализе. Также в отсутствие реакций, связанных с изменением заряда ядер, исключены эффекты интерференции γ -линий различных элементов;
- большинство нуклидов являются γ -излучателями;
- в реакции (n, γ) у подавляющего числа элементов периодической системы происходит образование радиоизотопов, что придает методу универсальность;
- в случае большого сечения реакции (n, γ) достигается высокая чувствительность метода.

В большинстве применений НАА используются германиевые детекторы высокой чистоты в вакуумном криостате. Охлаждение достигается либо с помощью жидкого азота либо электронных криогенных холодильников. Пример регистрации задержанных γ -квантов приведен на рис.2.

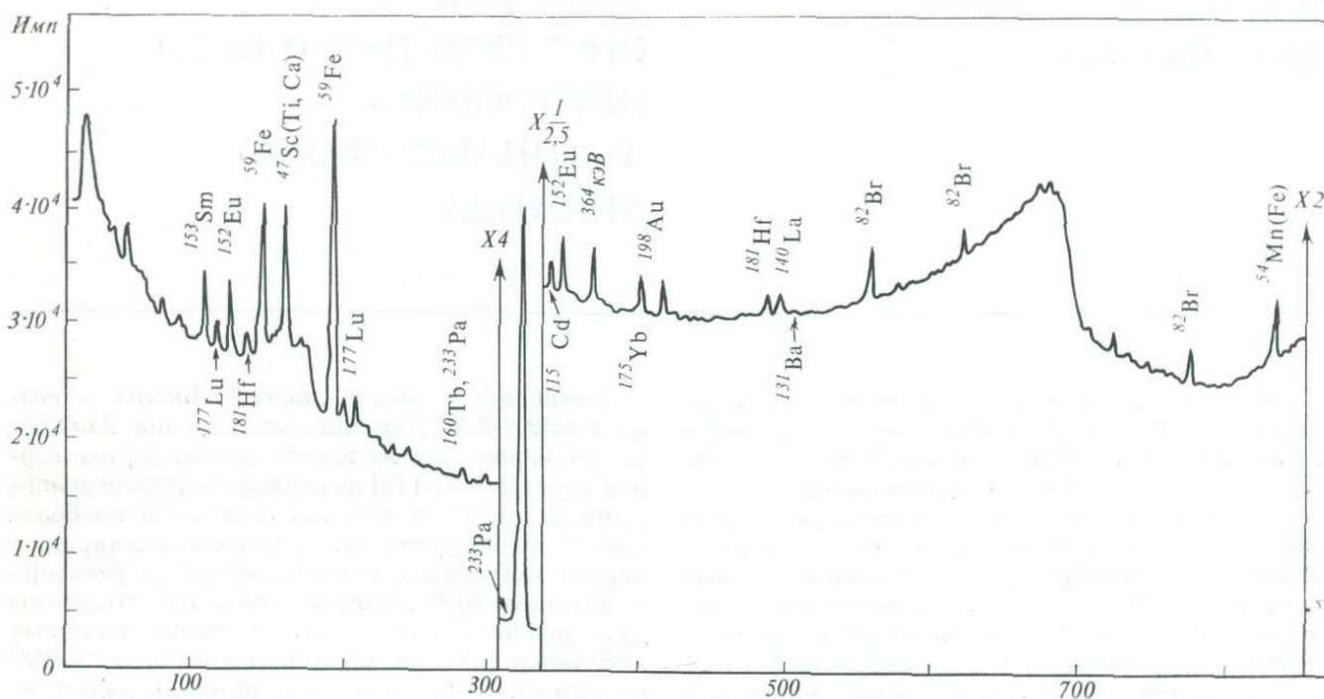


рис. 2. Фрагмент γ -спектра образца лунного реголита, доставленного аппаратом Луна-24. Масса измеряемого образца 4,4 мг. Облучен в канале реактора тепловыми нейтронами 10^{12} нейтронов/(с·см²). Общая интегральная доза $7 \cdot 10^{17}$ нейтронов/см². Спектр снят германиевым детектором с энергетическим разрешением 3 кэВ по линии 662 кэВ через 11,5 дней после облучения. Измерения проводились в низкофоновом помещении. Экспозиция 40672 с.[3]

2. Реакции под действием нейтронов

Эффективное сечение σ характеризует вероятность взаимодействия частицы с ядром и определяется как отношение числа событий данного типа в единицу времени, приходящееся на одно ядро мишени, к потоку налетающих частиц через единицу поверхности мишени. Если слой вещества, содержащий n ядер, пересекают ν частиц/(см²с), то число актов взаимодействия m , вызванных ими в единицу времени, будет равно

$$m = \nu \cdot n \cdot \sigma$$

Наглядный смысл понятия эффективного сечения: заменим каждое ядро мишенью с площадью σ , тогда площадь, занимаемая n ядрами, будет равна $n\sigma$ и число попаданий в мишени выразится формулой $m = \nu \cdot n \cdot \sigma$. Нужно подчеркнуть, что только в отдельных случаях эффективное сечение ядерной реакции примерно равно площади сечения ядра. Так, площадь сечения ядра около $10^{-24} \div 10^{-25}$ см², тогда как эффективное сечение различных ядерных реакций колеблется от 10^{-20} см² (захват тепловых нейтронов, см. таблицу 1) до 10^{-30} см² (возбуждение ядер γ -квантами). В общем случае сечение захвата нейтрона сильно зависит от энергии нейтрона (см. Приложение 3).

Эффективное сечение измеряется в *барнах*: $1\text{б} = 10^{-24}$ см²

В классическом пределе сечение взаимодействия точечной частицы с мишенью радиуса R описывается величиной $\sigma = \pi \cdot R^2$.

При переходе к квантовому описанию процесса взаимодействия нейтрона с ядром необходимо учесть, что налетающий нейтрон имеет длину волны

$$\lambda_n = \frac{h}{p_n} = \frac{h}{\sqrt{2mE_n}} \text{ или } \lambda_n(\text{Фм}) = \frac{4,5}{\sqrt{E_n(\text{МэВ})}}$$

p_n — импульс нейтрона, E_n — энергия нейтрона

При этом сечение взаимодействия нейтрона будет $\sigma_0 = \pi(R + \lambda_n)^2$ ¹

Таблица 1. Примеры сечений захвата тепловых нейтронов для некоторых веществ

вещество	сечение захвата тепловых нейтронов (со скоростью 2200 м/с), б
дейтерий	0.00052
графит	0.0035
водород	0.33
алюминий	0.231
серебро	63.3
родий	144.8
уран-235	582.6 ± 1.1
америций-242m	1290 ± 300
бор-10	3837
гадолиний-157	259000 ± 700

¹Ишханов Б.С. - Физика атомного ядра и частиц — Ядерные реакции (лекция 11)
<https://youtu.be/tJFMLQI9ukQ?t=2055>

Проходя сквозь вещества, нейтроны вызывают в них различные ядерные реакции, а также претерпевают упругое рассеяние на ядрах. Сечения нейтронно-ядерных реакций сильно зависят от энергии нейтронов и нерегулярно меняются при изменении A и Z ядер. Поскольку сечения взаимодействий нейтронов с ядрами в среднем резко растут по закону « $1/v$ » при уменьшении энергии нейтрона, нейтроны разделяют на две большие группы — медленных и быстрых нейтронов. Граница между этими группами не является строго определенной. Она лежит примерно в области 1000 эВ. Медленные нейтроны сильно взаимодействуют с ядрами. Заметим, что «медленность» медленных нейтронов весьма относительна. Даже нейтрон с энергией 0,025 эВ имеет скорость 2 км/с. Энергия $E_{\text{тепл}}=0,025$ эВ определяет порядок энергий тепловых нейтронов, т. к.

$$E_{\text{тепл}}=kT,$$

для абсолютной температуры $T=300$ К соответствует энергии тепловых нейтронов (k - постоянная Больцмана). Находящиеся в тепловом равновесии нейтроны, имеют разброс по скоростям, в результате чего энергии довольно большой части нейтронов могут быть заметно больше kT . Поэтому к тепловым обычно относят нейтроны с энергиями примерно до 0,5 эВ.

Таблица 2. Реакции под действием нейтронов

тип реакции	сечения реакции
радиационный захват (n,γ)	Идет на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и даже 10^6 барн $\left({}_{55}^{135}\text{Xe} \right)$; для быстрых нейтронов — от 0,1 до нескольких барн.
упругое рассеяние (n,n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
неупругое рассеяние (n,n')	Пороговый процесс. Сечение по порядку величины равняется нескольким барн.
(n,p)	Наиболее важные реакции: $n + {}_2^3\text{He} \rightarrow {}_1^3\text{H} + p + 0,76\text{МэВ} (\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 5400\text{барн})$ $n + {}_7^{14}\text{N} \rightarrow {}_6^{14}\text{C} + p + 0,63\text{МэВ} (\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 1,75\text{барн})$
(n,α)	Наиболее важные реакции: $n + {}_3^6\text{Li} \rightarrow {}_1^3\text{H} + \alpha + 4,78\text{МэВ} (\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 945\text{барн})$ $n + {}_5^{10}\text{B} \rightarrow {}_3^7\text{Li} + \alpha + 2,79\text{МэВ} (\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 3840\text{барн})$
(n,2n)	Пороговая реакция. Порог по порядку величины равняется 10-15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн
реакция деления ядер (n,f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи $({}_{92}^{235}\text{U}, {}_{92}^{238}\text{U} \dots)$

Для таких веществ, как парафин ($C_{30}H_{62}$), полиэтилен $(CH_2)_n$ и полиметилметакрилат (оргстекло, $C_5H_8O_2$), длина замедления 14-МэВных нейтронов составляет $17 \div 20$ см.

3. Закон радиоактивного распада

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Ядра распадаются независимо друг от друга. Число распавшихся в заданный момент времени ядер – случайная величина. Конкретное радиоактивное ядро может распасться в любой момент, и закономерности процесса радиоактивного распада наблюдаются только в среднем, т.е. в случае распада достаточно большого количества ядер. Усредненные характеристики процесса распада описываются следующими соотношениями.

Если в образце в момент времени t имеется $N(t)$ радиоактивных ядер, то количество ядер dN , распавшихся за время dt пропорционально N (из независимости событий распада ядер).

$$dN = -\lambda \cdot N(t) \cdot dt \quad (1)$$

Постоянная распада λ – вероятность распада ядра в единицу времени. Интегрируя (1) получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2)$$

где N_0 количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.

Период полураспада $T_{1/2}$ – время, в течение которого, первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda} \quad (3)$$

Среднее время жизни τ

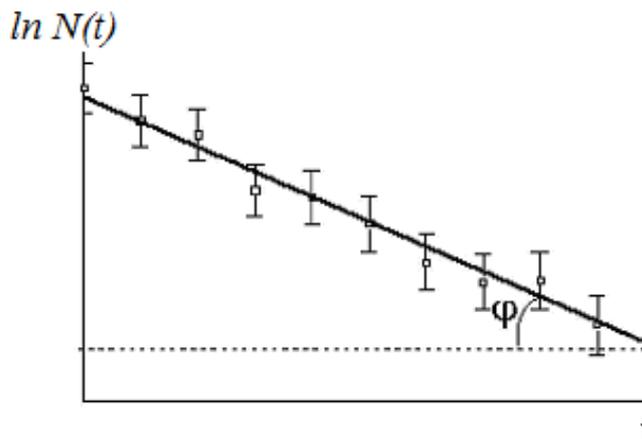
$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (4)$$

Вероятностный характер распада проявляется в том, что наблюдаемая кривая распада представляет совокупность случайных точек, расположенных в окрестности усредненной кривой, убывающей в соответствии с законом (2), см. рис. 3. Случайные отклонения наблюдаемых величин от их средних значений описываются статистическим распределением Пуассона - возможные случайные отклонения

наблюдаемого значения $N(t)$ от среднего значения \bar{N} имеют вероятность:

$$p(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} \cdot e^{-\bar{N}} \quad (5)$$

Дисперсия отклонений этого процесса равна \bar{N} , а указанный на рис. 3 для каждой экспериментальной точки доверительный интервал, в пределах которого наблюдаемая величина встречается с вероятностью примерно 68%, составляет $\bar{N} \pm \sqrt{\bar{N}}$ (последнее справедливо при $N(t) \gg 1$).



Активность источника I - среднее количество распадов ядер источника в единицу времени

$$I(t) = \lambda N(t) \quad (6)$$

рис. 3: График распада радиоактивного препарата в полулогарифмическом масштабе. Усредненная жирная линия соответствует закону распада (2), пунктирная линия – фону.

За единицу активности принимают число распадов, происходящих за 1 с в 1 г радия, находящегося в вековом равновесии с продуктами распада. Эта единица называется “кюри” и равна $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду. В системе СИ используется единица “беккерель”, которая равна 1 распаду в секунду.

Измеряя активность источника можно определить постоянную распада λ . Для изотопов с малыми постоянными распада и, соответственно, большими периодами полураспада используется соотношение (6). В этом случае количество ядер N во время измерения практически не изменяется и может быть определено методами масс-спектрометрии. Для изотопов с большими постоянными распада используется соотношение (2). Если построить зависимость активности источника от времени t в полулогарифмическом масштабе $\ln I(t)$, то угол наклона φ прямой к оси t будет определять величину λ .

Сказанное выше относится к источникам с ядрами одного изотопа с одним и тем же каналом распада. Активность сложных источников изменяется по закону, отличному от (6). Если источник состоит из нескольких генетически не связанных компонент, зависимость активности от времени может быть представлена суммой двух или нескольких экспонент, т.е.

$$I = I_{01}e^{-\lambda_1 t} + I_{02}e^{-\lambda_2 t} + \dots \quad (7)$$

Последнее показывает, что в источнике присутствует несколько радиоактивных компонентов с различными периодами полураспада. На рис. 4а в полулогарифмическом масштабе показано изменение во времени активности источника, состоящего из двух генетически не связанных компонентов с разными постоянными распада.

Если же радиоактивные ядра типа II образуются из радиоактивных ядер типа I, то зависимость активности источника от времени будет другой (к примеру, рис. 4б).

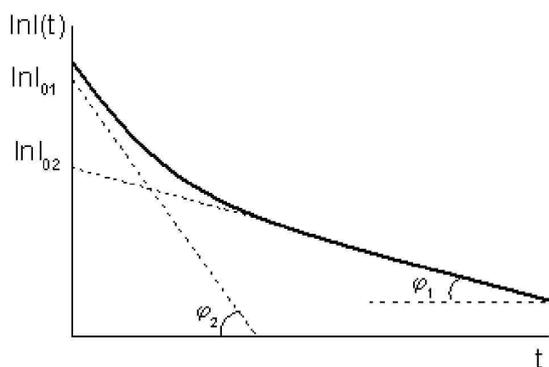


рис. 4а: Изменение во времени усредненной активности источника, состоящего из двух взаимно несвязанных компонентов, см.(8). Тангенсы углов φ_1 и φ_2 наклона этих прямых будут равны, соответственно, постоянным распада λ_1 и λ_2 , т.е. $\text{tg}\varphi_1 = \lambda_1$; $\text{tg}\varphi_2 = \lambda_2$.

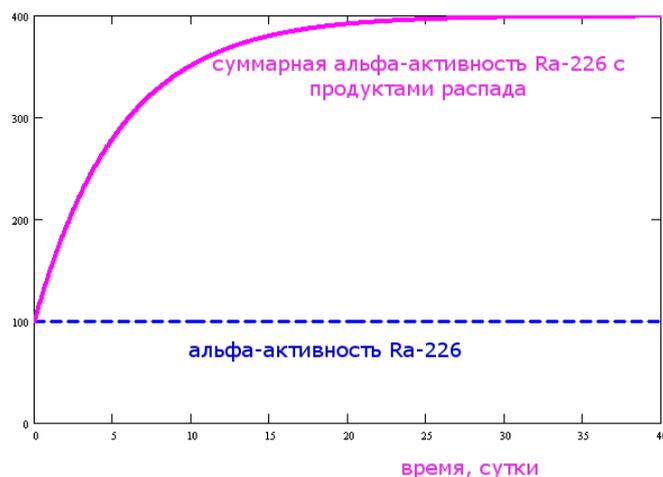


рис.4б: Изменение во времени альфа-активности источника «свежеприготовленного» радия-226.

4. Активация изотопа

Активацией называется процесс образования радиоактивного вещества при облучении стабильных ядер нейтронами, протонами и другими видами излучения. Количество активированных ядер зависит от количества атомов в мишени, времени облучения и эффективного сечения ядерной реакции, в которой образуется исследуемый изотоп.

Выведем формулы активации. Пусть на образец, содержащий n ядер, падает поток ν частиц/(см²с), а эффективное сечение захвата падающих частиц с образованием радиоактивного ядра равно σ . Тогда в образце в секунду образуется $\nu n \sigma$ радиоактивных ядер.

Однако необходимо учесть, что часть вновь образовавшихся ядер в процессе

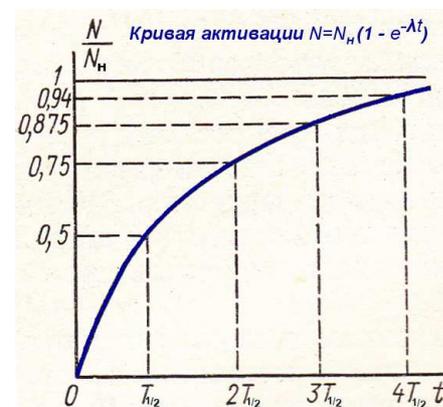


рис. 5: кривая активации

активации распадается. За время dt образуется $\nu n \sigma dt$ ядер, а распадается $\lambda N dt$, где N - количество накопленных к моменту времени t активируемых ядер. В итоге изменение количества радиоактивных ядер описывается соотношением

$$dN = \nu n \sigma dt - \lambda N dt, \quad \text{или} \quad \frac{dN}{dt} = \nu n \sigma - \lambda N \quad (8)$$

При больших временах активации $t > 1/\lambda$ рост числа радиоактивных ядер практически прекращается ($dN/dt \rightarrow 0$). Это происходит, когда число образующихся радиоактивных ядер окажется практически равным числу распадающихся, т.е. когда число радиоактивных ядер $N(t) \rightarrow N_n = \nu n \sigma t$.

Величина N_n называется **активацией насыщения**.

Интегрируя соотношение (8), получим (см. Приложение 1) зависимость активации $N(t)$ от времени облучения t :

$$N(t) = N_n (1 - e^{-\lambda t}) \quad (9)$$

График зависимости (9) показан на рис. 5. **Практически насыщение достигается за время облучения, соответствующее 4÷5 периодам полураспада.** При $t \ll T$ распадом можно пренебречь. В этом случае $N = \nu n \sigma t$, т.е. в начале облучения число радиоактивных ядер растёт линейно со временем.

Для получения радиоактивных изотопов часто используют нейтроны, так как для них не существует электростатических сил отталкивания от ядра. В 1935 г. Ферми обнаружил, что наведенная радиоактивность во много раз увеличивается, если источник нейтронов и облучаемую мишень окружить водородсодержащим веществом, например парафином.

Как оказалось, это связано с тем, что нейтроны при соударениях с равными им по массе протонами быстро теряют энергию и распространяются в среде с тепловыми скоростями. Кроме того, тепловые нейтроны, испытывая в парафине большое число соударений, движутся хаотично и могут пересекать облучаемую мишень несколько раз, а вероятность захвата нейтронов атомными ядрами обратно пропорциональна их скорости (согласно закону « $1/v$ »).

При захвате теплового нейтрона ядром с массовым числом A образуется «компаунд» ядро $A+1$ в возбужденном состоянии.

Проанализируем результаты измерений на примере образца, содержащего природный марганец.

⁵² Mn z: 25 n: 27 Jπ: 6+ T _{1/2} : 5.591 d 0.003 decay ec β+ 100%	⁵³ Mn z: 25 n: 28 Jπ: 7/2- T _{1/2} : 3.7 10 ⁶ y 0.4 decay ec 100%	⁵⁴ Mn z: 25 n: 29 Jπ: 3+ T _{1/2} : 312.20 d 0.20 decay ec β+ 100% β- 0.93E-4%	⁵⁵ Mn z: 25 n: 30 Jπ: 5/2- T _{1/2} : stable	⁵⁶ Mn z: 25 n: 31 Jπ: 3+ T _{1/2} : 2.5789 h 0.0001 decay β- 100%	⁵⁷ Mn z: 25 n: 32 Jπ: 5/2- T _{1/2} : 85.4 s 1.8 decay β- 100%	⁵⁸ Mn z: 25 n: 33 Jπ: 1+ T _{1/2} : 3.0 s 0.1 decay β- 100%
---	--	--	--	---	---	--

рис.6. фрагмент строчки NZ-диаграммы для ядер марганца
источник: NZ-диаграмма МАГАТЭ <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>

Выясняем, что природный марганец на 100% состоит из изотопа Mn-55. Чтобы определить сечение захвата тепловых нейтронов изотопом, выбираем опцию **Neutron capture** и в столбце **(n,g)** видим в барнах табличное значение:

$$13.36 \pm 0.05 \text{ б}$$

При захвате тепловых нейтронов ядрами Mn-55 образуются ядра Mn-56, испытывающие с периодом полураспада 2,6 часа β⁻-распад. Характеристики излучений можно увидеть используя опцию **Decay Radiation**. Ядра железа-56 образуются в возбужденном состоянии и испускают гамма-кванты, переходя в основное состояние стабильного Fe-56.

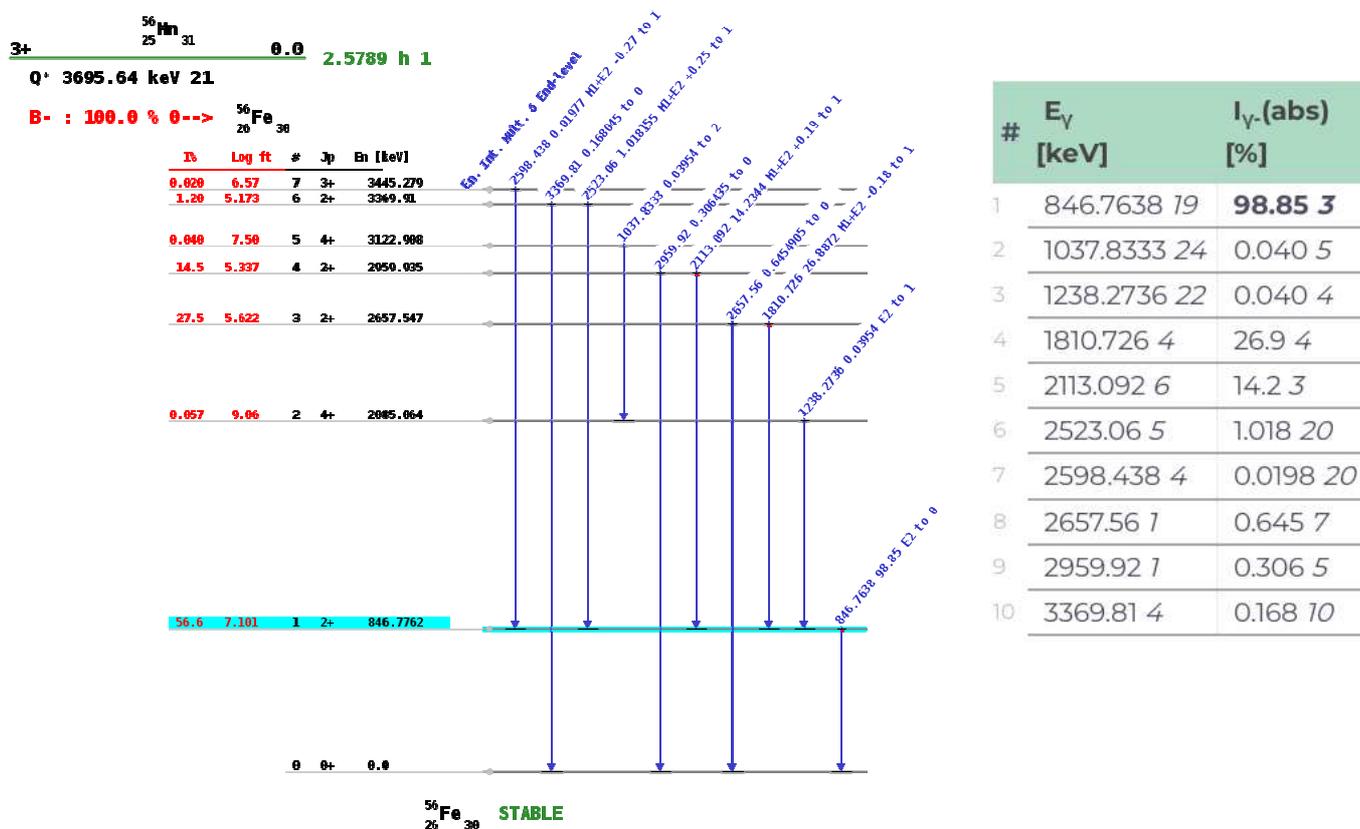


рис.7 Схема распада ядер Mn-56 и энергии гамма-квантов, испускаемых возбужденными состояниями ядер Fe-56.

В настоящей задаче для калибровки гамма-спектрометра применяется активированный тепловыми нейтронами индий.

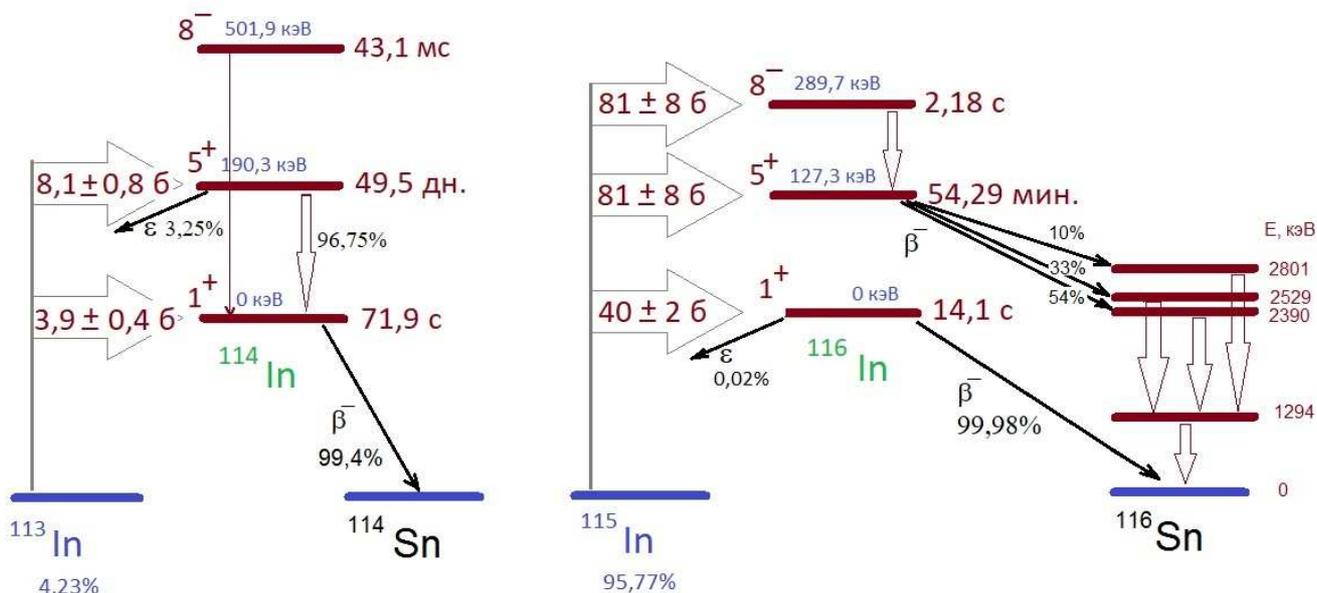


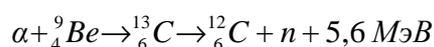
рис. 8 Упрощенная схема активации и бета-распада ядер индия

Ошибки последних значащих чисел измеренных значений энергии и интенсивности указываются после пробела за соответствующим числом. Т.е. энергия самой интенсивной γ -линии $846,7638 \pm 0,0019$ кэВ. В нашем эксперименте будут наблюдать γ -линии с интенсивностями более нескольких процентов.

Для получения нейтронов широко применяются источники нейтронов, образующиеся в результате реакции типа (α, n) и (γ, n) . Так, смесь металлического порошка бериллия с небольшим количеством α -излучателя, например полония, является удобным источником нейтронов. В этом случае получают нейтроны, обладающие практически сплошным спектром энергий от 0 до 13 МэВ.

В настоящей работе для активации используется плутоний-бериллиевый источник нейтронов (интерметаллическое соединение PuBe_{13}) активностью $10^6 \div 10^7$ нейтронов/с.

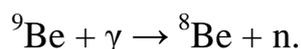
^{239}Pu (период полураспада 24 тысячи лет) излучает α -частицы. Они не могут вылететь из источника из-за ничтожно малых пробегов α -частиц и вступают в реакцию с ядрами бериллия:



Энергия получающегося нейтрона зависит от угла между импульсами α -частицы и нейтрона, от степени замедления α -частицы перед столкновением и от рассеяния нейтрона внутри источника. Спектр нейтронов сильно зависит от массы ^{239}Pu и Be, от возраста источника (см.рис. 9а). Спектр нейтронов Pu-Be источника,

используемого в данной лабораторной работе приведен на рис. 9б

Примером источника нейтронов, основанным на реакции (γ, n) , является смесь радия и бериллия. Здесь источник нейтронов представляет собой систему из двух запаянных ампул. При этом внутри ампулы с порошком бериллия помещается ампула с солями радия таким образом, что на бериллий действует только γ -излучение, проходящее через стенки внутренней ампулы. Реакция образования нейтронов идет по схеме



Такой источник обладает тем преимуществом, что испускает монохроматические нейтроны с энергией 110 кэВ.

Помимо ампульных, источниками нейтронов служат источники на основе спонтанного деления (${}^{252}\text{Cf}$, ядерные реакторы), нейтронные генераторы [4].

5. Экспериментальная установка

В настоящей работе используется плутоний-бериллиевый источник нейтронов мощностью 10^6 - 10^7 нейтронов/с.

Для замедления нейтронов до тепловых скоростей источник помещен в парафиновый блок, обложенный пластинами из кадмия и свинца. На расстоянии нескольких сантиметров от источника нейтронов в блоке из оргстекла, расположены 8 пазов для образцов в форме «шпаг». Для облучения образцов произвольной формы



рис.9а Спектр нейтронов Pu-Be источника.
 $E_n > 1$ кэВ - быстрые нейтроны;
 $E_n = kT \sim 0,025$ эВ - тепловые нейтроны



рис.9б Спектр нейтронов Pu-Be источника в этой лабораторной работе

используется цилиндрический колодец, находящийся на расстоянии в 2 раза большем, чем пазы для шпаг.

Сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaI 63*63 мм установлен рядом с защитным блоком нейтронного источника. Сигналы от регистрируемых им мгновенных гамма-квантов оцифровываются АЦП, записываются и считываются программой Ex20prompt из лабораторной сети практикума.

Образцы на держателе

- опускаются в нижнюю часть цилиндрической полости, где поток тепловых нейтронов выше;

- облучаются длительное время (дни);

- сотрудниками практикума переносятся и устанавливаются для измерений.

γ -кванты регистрируются с помощью **сцинтилляционного детектора**, состоящего из кристалла NaI(Tl) 40x40 мм и ФЭУ-93 (фотоэлектронного умножителя).

Схема установок показана на рис. 10.

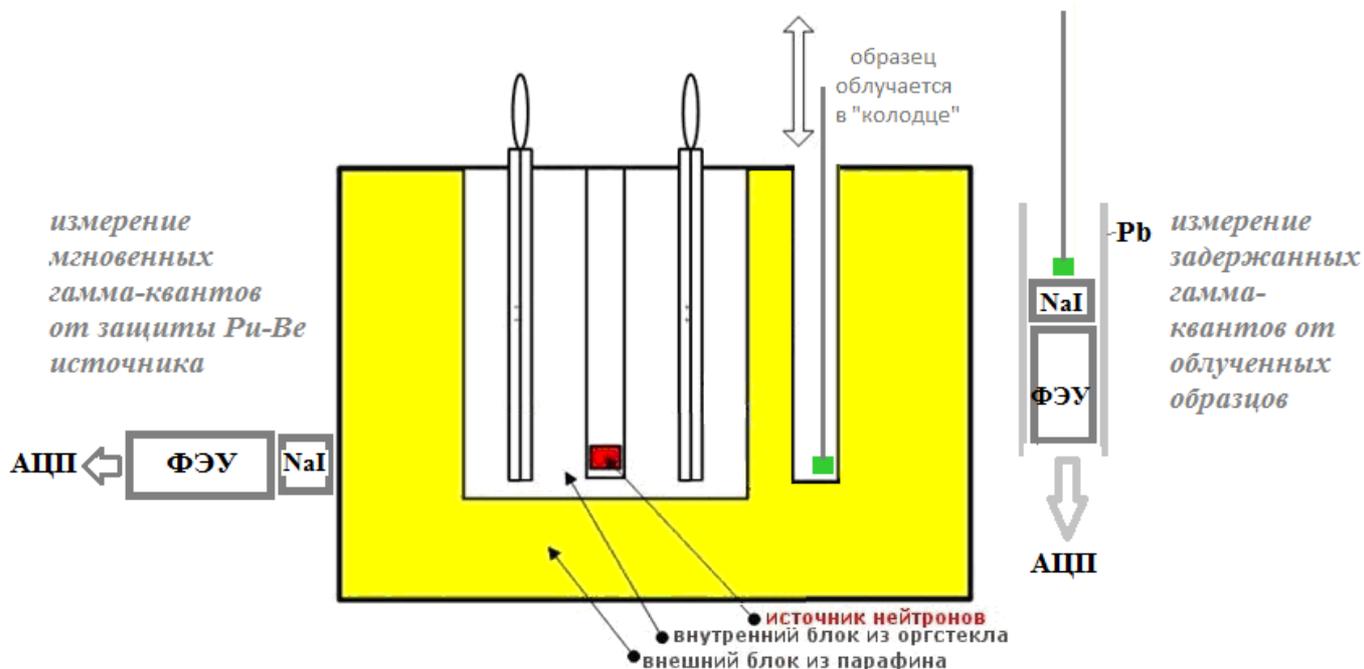


рис. 10: Схема блока нейтронного источника и установок

В задаче требуется определить:

- энергии мгновенных гамма-квантов от защиты нейтронного источника и энергии задержанных гамма-квантов от облученных образцов сцинтилляционными спектрометрами;

- состав образцов.

ПОРЯДОК РАБОТЫ

При подготовке к задаче:

1. Заполните пустые ячейки для возможных облучаемых материалов данными из баз. К примеру, <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> (база данных МАГАТЭ, находится в поисковике по запросу «livechart nuclide»)

материал	изотоп в природной смеси	% в природной смеси	сечение захвата тепловых нейтронов	образующийся изотоп	период полураспада	γ-линии	%
марганец							
индий							
алюминий							
золото							
ванадий							
скандий							
тербий							

2. Рассчитайте, какая энергия выделяется при образовании ядра дейтерия в реакции $n+p \rightarrow d+\gamma$ (у дейтрона нет возбужденных состояний)

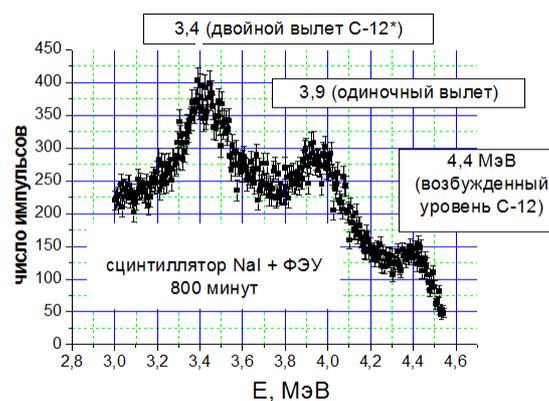
Перед началом работы необходимо подробно ознакомиться с инструкцией и установкой.

3. До сдачи допуска с разрешения преподавателя и сотрудника лаборатории запустите набор спектра фона. При хорошей статистике на нем может быть различима фоновая гамма-линия при радиоактивном распаде калия-40 (1461 кэВ).

4. После сдачи допуска:

- сохраните файл спектра фона в указанную папку диска H;
- попросите сотрудника установить в свинцовый стакан над сцинтиллятором калибровочный источник, запустите измерение спектра;

- во время измерений спектра активированных источников одновременно запустите программу **Ex20 prompt** из папки Задачи для набора спектра мгновенных γ -квантов от сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaI(Tl) 63*63 мм. Откалибруйте полученный спектр по γ -линиям от первого возбужденного уровня ядра углерода-12 (образуется при синтезе ядер гелия и бериллия) и пикам одиночного и двойного вылета (см. п.6 Сцинтилляционный детектор). Можно использовать и гамма-пик от аннигиляции позитронов, образующихся при образовании пар электрон-позитрон;



- обрабатывайте полученные ранее спектры (постройте калибровочную зависимость энергия γ -кванта-номер канала, распечатайте спектры, определите положения фотопиков);

- повторите измерения для других активированных образцов.

5* (дополнительное задание, по желанию) Оцените массу выданного образца (см. Приложение^o2). Необходимые для расчета данные уточните у сотрудника лаборатории.

Для сдачи задачи требуются:

- калибровочный график (прямая), построенный по пикам облученного индия;
- графики гамма-спектров фона и всех облученных образцов;
- оценка энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра (полная ширина пика на половине высоты в энергетических единицах);
- расчеты энергий гамма-квантов, излучаемые неизвестными образцами и их предполагаемый состав;
- график спектра мгновенных гамма-квантов и калибровочный график, построенный по гамма-линиям возбужденного ядра углерода;
- расчет энергии мгновенных гамма-квантов и их предполагаемый источник.

Проанализируйте полученные результаты. Подумайте, можно ли по результатам Вашего эксперимента построить схемы распадов образующихся при активации изотопов.

6. Сцинтилляционный спектрометр

Для регистрации γ -квантов часто используются сцинтилляционные спектрометры.

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (рис.11). Для регистрации γ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют взаимодействия γ -квантов с веществом сцинтиллятора. Результатом всех трех основных процессов взаимодействия γ -квантов с веществом (фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар) является передача энергии γ -кванта вторичным частицам - электронам и позитронам. При прохождении заряженных вторичных частиц через вещество их энергия тратится на возбуждение и ионизацию среды. Переходы с возбужденных состояний сцинтиллятора на более низкие уровни энергии сопровождаются излучением фотонов: в сцинтилляторе возникает световая вспышка. Таким образом, сцинтиллятор трансформирует энергию падающего γ -кванта в большое количество вторичных γ -квантов низких энергий – фотонов флюоресценции. Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка γ -квантов вторичные фотоны попадают через светопровод на фотокатод. Фотокатод нанесен на внутреннюю торцевую поверхность стеклянного баллона ФЭУ, в котором создан высокий вакуум, необходимый для свободного движения электронов.

Под действием фотонов происходит фотоэффект на фотокатод с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокатод – диноды (электроды). В результате вторичной электронной эмиссии на динодах электроны выбивают из них вторичные электроны, образуя нарастающую от динода к диноду электронную лавину. Форма динодов подобрана для эффективного ускорения и фокусировки вторичных электронов. Величина коэффициента вторичной электронной эмиссии динодов находится в пределах от 2 до 5 в зависимости от материала поверхности динодов и энергии электронов, задаваемой делителем напряжения. Между динодами поддерживается разности потенциалов 100-150 В. Общий коэффициент усиления ФЭУ, имеющих обычно то 10 до 14 динодов, достигает величин порядка 10^6 - 10^9 . Амплитуда импульса напряжения, создаваемого на нагрузке последнего динода (анода) ФЭУ, обычно составляет несколько десятых вольта и при определенных условиях пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

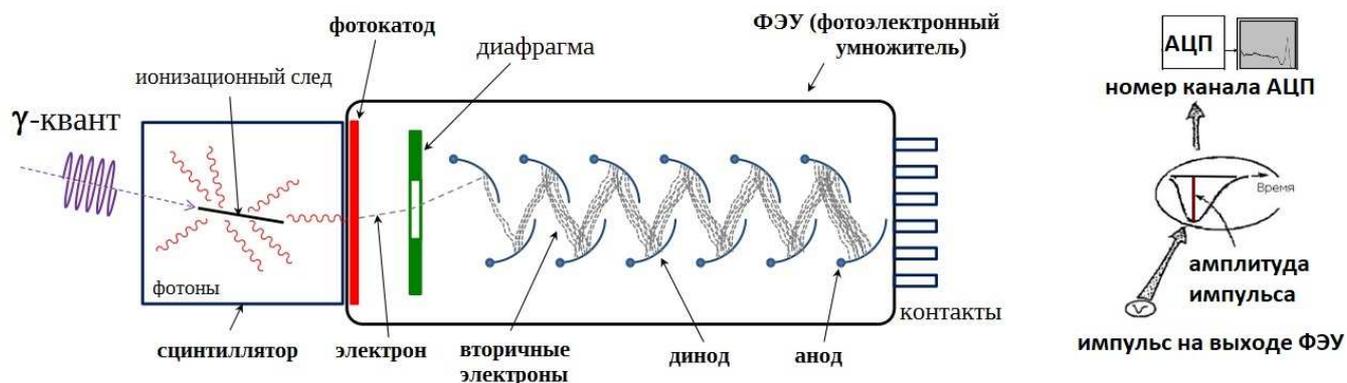


Рис. 11: Схема устройства сцинтилляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флюоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокатод ФЭУ. По амплитуде выходного импульса с ФЭУ на АЦП добавляется «единичка» в соответствующий номер канала

В результате фотоэффекта выбитый из атома электрон приобретает энергию

$$E_e = E_\gamma - E_b - E_r,$$

где E_γ – энергия гамма-кванта, E_b – энергия связи электрона и E_r – энергия ядра отдачи, которой можно пренебречь.

Фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением или эмиссией оже-электронов. Характеристическое рентгеновское излучение в свою очередь вызывает фотоэффект. Образующиеся в результате всех этих процессов электроны возникают практически одновременно, они чаще всего поглощаются в детекторе и сигналы от них суммируются. Таким образом, практически вся энергия гамма-кванта передается электронам, $E_\theta = \sum E_e$ и в сцинтилляторе возникает световая вспышка, интенсивность которой пропорциональна энергии γ -кванта. В функции отклика детектора фотоэффекту соответствует пик – т. н. фотопик.

В результате комптоновского рассеяния электронам передается только часть энергии, т.к. доля передачи энергии γ -кванта электрону зависит от угла рассеяния.

$$E_\theta = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}, \quad E_e = E_0 - E_\theta,$$

где E_0 и E_θ – энергии гамма-квантов до и после рассеяния, E_e – энергия фотоэлектрона, $m_e c^2$ – энергия покоя электрона, θ – угол рассеяния гамма кванта. Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при $\theta = 180^\circ$)

$$E_e^{\max} = E_0 - E_\theta = E_0 - \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_e c^2}}$$

В детекторах большого объема (рис.10) часть рассеянных гамма-квантов может испытать еще одно или несколько неупругих взаимодействий, в результате которых вся энергия попавшего в детектор первичного гамма-кванта будет полностью поглощена. В связи с этим, фотопик

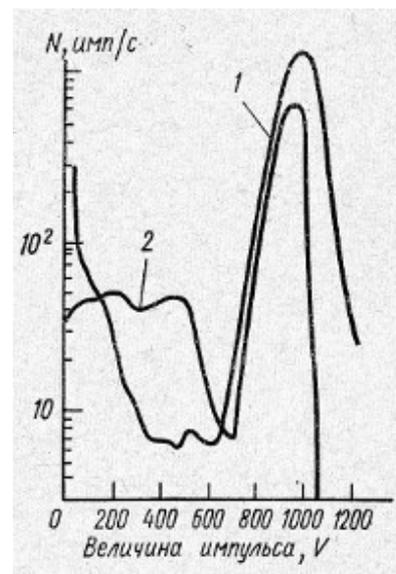


рис.12. γ -спектр ^{51}Cr : 1- большой кристалл; 2 – малый кристалл

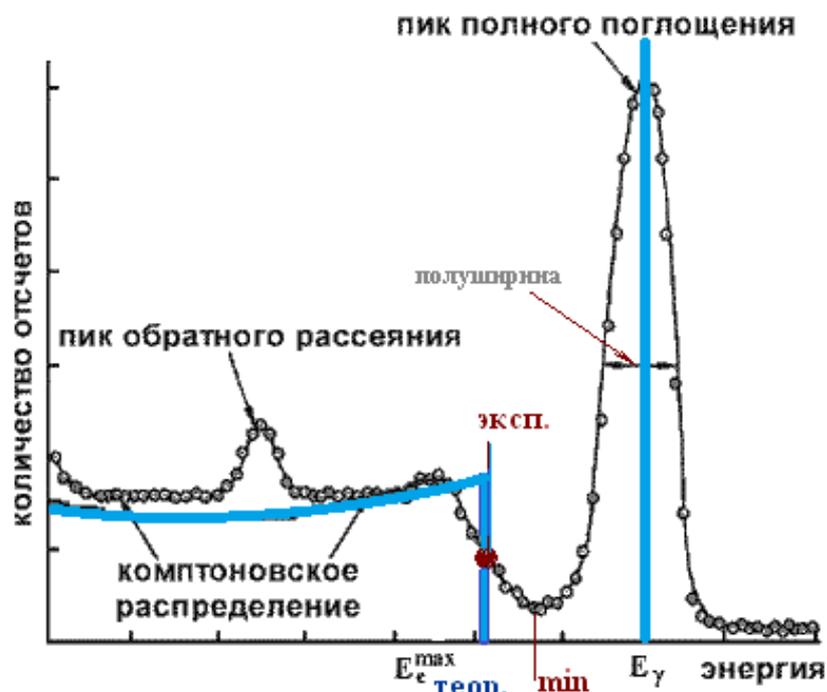


рис. 13: Распределение энергии электронов в детекторе NaI(Tl) в случае, когда γ -кванты регистрируют в результате фотоэффекта и комптон-эффекта: теория – синяя линия. Уширение монохроматической линии, соответствующей фотопику, определяется разрешением детектора.

обычно называют пиком полного поглощения. На рис. 11 показан примерный экспериментальный спектр монохроматического γ -источника с энергией ниже 1 МэВ и его теоретическая "идеализация". Размытие пика полного поглощения и края комптоновского распределения связана с энергетическим разрешением системы.

Образование пар электрон-позитрон становится возможным при энергии гамма квантов больших $2mc^2 = 1022$ кэВ. При этом вся энергия гамма-кванта передается электрону и позитрону. Если и электрон и позитрон поглощаются в веществе детектора, то суммарный импульс будет пропорционален энергии гамма-кванта и событие будет зафиксировано в пике полного поглощения. Однако позитрон может проаннигилировать. При этом образуются два гамма кванта, каждый с энергией 511 кэВ. Если один из этих аннигиляционных гамма-квантов, не вступив во взаимодействие, вылетит из детектора, то суммарная энергия поглощенная в детекторе будет $E_\gamma - 511$ кэВ. Такие события будут вносить вклад в так называемый пик одиночного вылета. Если из детектора вылетят оба аннигиляционных гамма-кванта, то это событие будет зафиксировано в пике двойного вылета ($E_\gamma - 1022$ кэВ).

Поскольку для целей спектроскопии требуется пропорциональность между энергией частицы и интенсивностью вспышки, световой выход кристалла не должен зависеть от энергии частицы. В γ -спектроскопии наиболее часто используются неорганические кристаллы, в частности NaI(Tl). Выбор йодистого натрия для регистрации γ -излучения в первую очередь обусловлен тем, что в интервале энергий от 1 кэВ до 5 МэВ световой выход NaI(Tl) не зависит от энергии электронов, т.е. амплитуда светового импульса линейно возрастает с ростом энергии электронов. Плотность кристалла ($\rho = 3,67$ г/см³) и его атомный номер (для йода $Z = 53$) также достаточно велики, что обеспечивает довольно высокий коэффициент поглощения.

7. Контрольные вопросы и задачи

1. При сравнении практического пробега R электронов β -распада с максимальной энергией E_{\max} их спектра, определенной с помощью магнитного β -спектрометра, была установлена следующая эмпирическая зависимость:

$$R = 0,11 \cdot \left(\sqrt{1 + 22,4 \cdot E_{\max}^2} - 1 \right) \text{ на интервале } 0 < E_{\max} < 3 \text{ МэВ} .$$

(пробег R в формуле в $\left[\frac{\text{с}}{\text{см}^2} \right]^*$, энергия E в МэВ). У счетчика Гейгера марки СТС-6 в Вашем

эксперименте толщина стенок $0,065 \frac{\text{с}}{\text{см}^2}$. Оцените, электроны каких энергий он может регистрировать.

2. Нейтронный активационный анализ впервые применили в 1935 году Дьёрдь Хевеши и Хильде Леви. Хевеши руководил экспериментами. Леви позже вспоминала²: «Хевеши любил возиться с

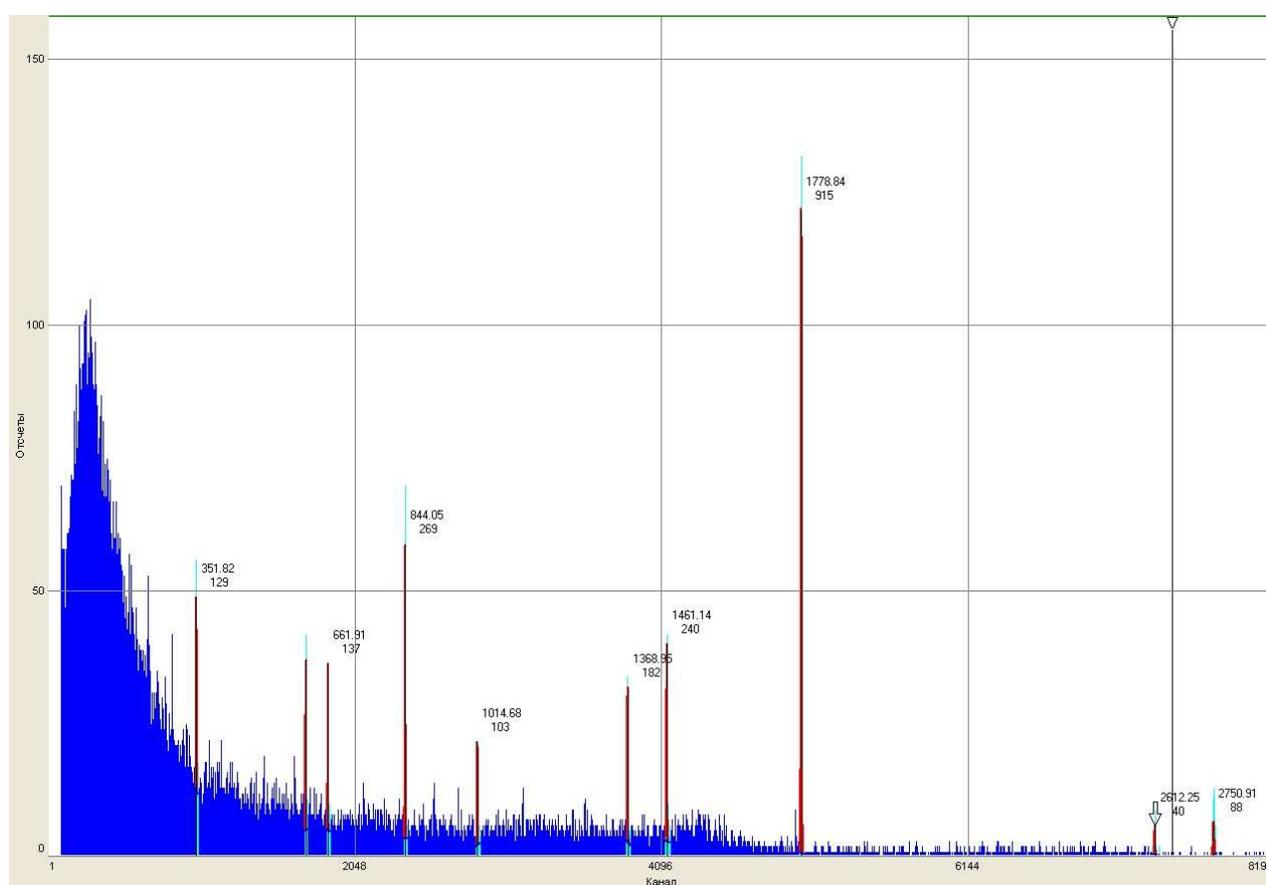
* единица измерения $\frac{\text{с}}{\text{см}^2}$ очень удобна при изучении взаимодействия излучения с веществом, в ней плотность поглотителя умножается на его толщину, и конкретное знание о материале поглотителя несущественно

² Hilde Levi George de Hevesy. Life and work, Copenhagen, 1985, p. 83

приборами... Стоило Хевеши оказаться одному в лаборатории, он непременно записывал показания счетчика, заливая лабораторный журнал чернилами своей протекающей ручки, случайным образом подкручивал напряжение на счетчике или менял измеряемый образец, как правило, к отчаянию ответственного за эксперимент». Представьте, что Вам во время эксперимента понизили (повысили) напряжение, подаваемое на детектор. Как изменятся показания? Если Ваш образец заменят во время облучения на графит? уран? Какими будут результаты в этом случае?

3. Известно, что в ^{239}Pu -Be-источнике нейтронов постепенно накапливается ^{241}Am ($T_{1/2}=432,6$ года). Объясните, как он там образуется. Влияет ли его образование на общую активность источника?

4. На рисунке представлены данные, полученные на Ge(Li)-спектрометре гамма-излучения при измерении 4-х облученных алюминиевых шпал. Шпалы облучались в течении недели в воде рядом с нейтронным источником, интенсивность которого 10^6 нейтронов/с. Объясните полученные результаты.



8. Литература

1. Hevesy G., Levi H. Action of Slow Neutrons on Rare Earth Elements // Nature, February 1, 1936, p.185
2. Активация. Активационный анализ <http://nuclphys.sinp.msu.ru/practicum/activation/aa.htm>
3. Бобров В.А. и др. Исследование элементного состава лунного реголита методом инструментального нейтронно-активационного анализа в книге Лунный грунт из моря Кризисов. М.: Наука, 1980. СС. 345- 351.
4. Ишханов Б.С. - Физика атомного ядра и частиц — Ядерные реакции (лекция 11) <https://youtu.be/tJFMLQI9ukQ?t=2055>
5. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика т.1 Физика атомного ядра. Учебник для вузов. Изд.5-е. М., Энергоатомиздат, 1993 г., сс. 354-356 http://nuclphys.sinp.msu.ru/books/np/mukhin1_1.htm (djvu)
6. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, Изд.5-е. М. 1980, сс.482-483, 446-456 herp.msu.dubna.ru/main/mod/resource/view.php?id=423 (djvu)

7. Фурсова Н. Нейтронный активационный анализ в книге Нейтрон. —М.: КДУ 2021. — с. 156
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/neutron/neutron1.pdf>
8. Kučera J., Kameník J., Havránek V. Hair elemental analysis for forensic science using nuclear and related analytical methods // Forensic Chemistry, - Volume 7, - 2018, pp. 65-74,
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S246817091730067X>

Приложение 1. Вывод формулы активации

$$\frac{df}{dt} = A - \lambda f \quad (\text{a}),$$

где $A = \nu n \sigma$ – константа.

$$f(0) = 0 \quad (\text{b})$$

Решение однородного уравнения

$$\frac{df}{dt} = -\lambda f$$

$$f(t) = C e^{-\lambda t}$$

Решение неоднородного уравнения (вариация постоянной)

$$C = C(t)$$

$$f(t) = C(t) e^{-\lambda t}$$

Подставляем $f(t)$ в уравнение (a)

$$\frac{dC}{dt} \cdot e^{-\lambda t} - \lambda \cdot C(t) \cdot e^{-\lambda t} = A - \lambda \cdot C(t) \cdot e^{-\lambda t}$$

Отсюда

$$\frac{dC}{dt} = A \cdot e^{\lambda t}$$

Следовательно

$$C = \frac{A}{\lambda} \cdot e^{\lambda t} + C_0$$

Поэтому

$$f(t) = \left(\frac{A}{\lambda} \cdot e^{\lambda t} + C_0 \right) \cdot e^{-\lambda t} = \frac{A}{\lambda} + C_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Используя начальное условие (b), получаем

$$C_0 = -\frac{A}{\lambda}$$

и, окончательно,

$$f(t) = \frac{A}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

В обозначениях формулы (11) получаем (12)

Приложение 2. Определение массы активируемого изотопа

При выводе уравнения активации используются следующие допущения:

1. отсутствие других процессов (кроме радиоактивного распада), приводящих к исчезновению образовавшихся радиоактивных ядер. Число ядер облучаемого изотопа будет уменьшаться также за счёт перехода в радиоактивные ядра - «выгорания» изотопа. Выгорание ядер исходного изотопа при потоке нейтронов порядка $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ наблюдается только при сечении активации 1000 барн и выше, поэтому для обычно используемых потоков данным эффектом можно пренебречь;

2. образовавшиеся радиоактивные ядра исчезают только в результате распада. Конечно, возможен и другой механизм – вступление в ядерную реакцию с образованием вторичного изотопа, но в большинстве случаев этот процесс незначителен.

Рассмотрим уравнение, описывающее изменение количества ядер изотопа, образованного в результате ядерной реакции:

$$N = \frac{\Phi \cdot \sigma \cdot N_0}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t})$$

где Φ - плотность потока нейтронов, σ - сечение реакции, N - число атомов активирующегося изотопа. Тогда активность на момент окончания облучения будет иметь вид:

$$A_t = \Phi \cdot \sigma \cdot N (1 - e^{-\lambda t})$$

При временах облучения порядка 10 периодов полураспада можно говорить об насыщении активации – прекращении роста числа радиоактивных ядер при последующем облучении:

$$A_{\text{насыщ.}} = \Phi \cdot \sigma \cdot N$$

Если же время облучения сравнимо с периодом полураспада, то получаемая активность будет составлять часть от активности насыщения, определяемую фактором насыщения $(1 - e^{-\lambda t})$.

Для многоизотопного элемента уравнение для активности принимает вид:

$$A_t = \eta \cdot \Phi \cdot \sigma \cdot N (1 - e^{-\lambda t}),$$

где N' - исходное число атомов элемента, η - доля активирующегося изотопа в естественной смеси.

Уравнение, определяющее изменение активности со временем будет иметь вид:

$$N_{\text{изм}} = \Phi \cdot \sigma \cdot \frac{N_A \cdot v \cdot m}{M} \cdot \eta \cdot p \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}) \cdot e^{-\lambda t_{\text{охл}}}$$

где m – весовое количество определяемого элемента, M – атомный вес элемента, $t_{\text{акт}}$ - время активации, $t_{\text{охл}}$ - время, прошедшее с момента окончания облучения.

Тогда количество частиц, зарегистрированное в пике с квантовым выходом p за время измерения $t_{\text{изм}}$, будет иметь вид:

$$N_{\text{изм}} = \Phi \cdot \sigma \cdot \frac{N_A \cdot v \cdot m}{M} \cdot \eta \cdot p \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}) \cdot e^{-\lambda t_{\text{охл}}} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})}{\lambda} \cdot a$$

p – квантовый выход характеристического излучения радиоизотопа,

а – коэффициент, учитывающий поглощение и рассеяние активирующих частиц в образце, эффективность регистрации излучения, «мёртвое» время аппаратуры, самопоглощение характеристического излучения в образце.

В зависимости от способа измерения активности существует два метода активационного анализа:

1. абсолютный метод – расчёт количества элемента по измеренной величине активности. Такой метод используется редко из-за низкой точности (лишь 40-50%), которая объясняется следующими особенностями метода:

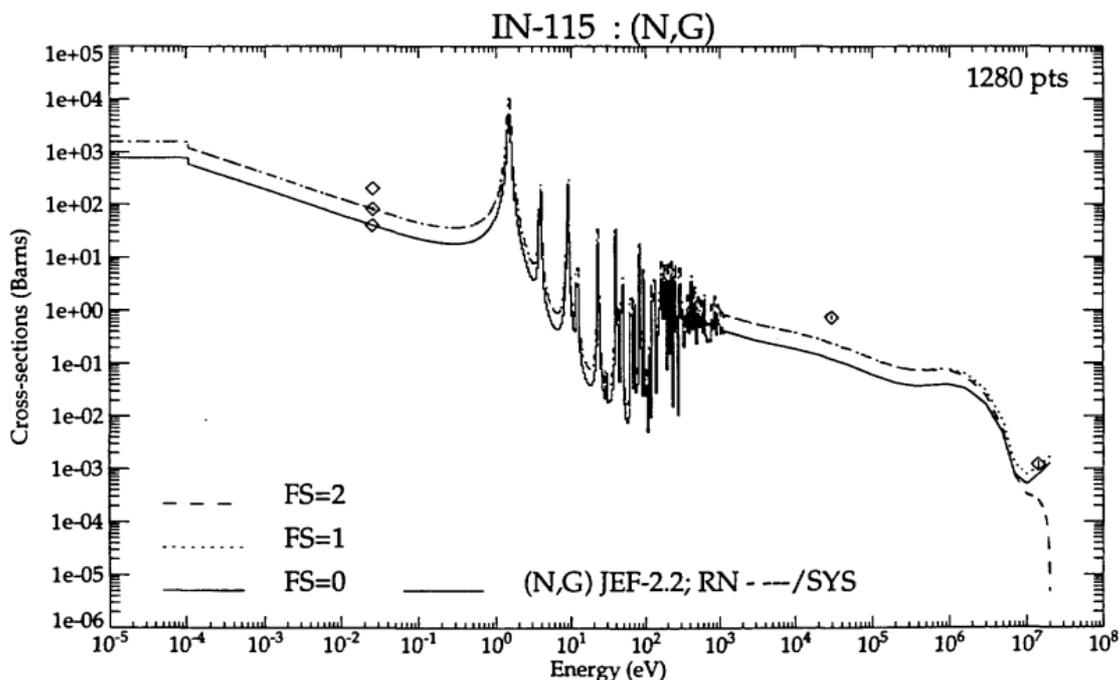
- сложная методика и большие погрешности измерения абсолютной активности (с помощью 4π-счётчиков или введением большого числа поправок для измерения на торцовом счётчике);
- при измерениях с помощью сцинтилляционного γ-спектрометра трудно точно определить поток бомбардирующих частиц, а также величина сечений сильно зависит от энергии частиц.

2. относительный метод – одновременно с анализируемым образцом облучается точно известное количество некоторого элемента – стандарт. В одинаковых условиях происходит измерение активности исследуемого препарата и стандарта, и определяется содержание интересующего элемента из соотношения:

$$\frac{m_{\text{препарат}}}{m_{\text{стандарт}}} = \frac{A_{\text{препарат}}}{A_{\text{стандарт}}}$$

В этом случае не нужно точно знать поток бомбардирующих частиц и сечения ядерных реакций, и измеряется относительная активность, что упрощает проведение анализа и увеличивает его точность.

Приложение 3. Зависимость сечения захвата нейтрона ядрами ^{115}In от энергии нейтрона



Точки - экспериментальные значения (Atlas of Neutron Capture Cross Sections <https://www-nds.iaea.org/ngatlas2/>)