

Лабораторная работа № 20 установка 1

Нейтронно-активационный анализ

общий ядерный практикум Физического факультета МГУ бета-версия 1.4, 19.09.2024



В работе изучаются на сцинтилляционном спектрометре гамма-спектры образцов, облученных тепловыми нейтронами. Калибровка спектрометра проводится по фотопикам облученного индия. Период полураспада определяется по интенсивности регистрации электронов бета-распада счетчиком Гейгера

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. Газонаполненные детекторы

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.

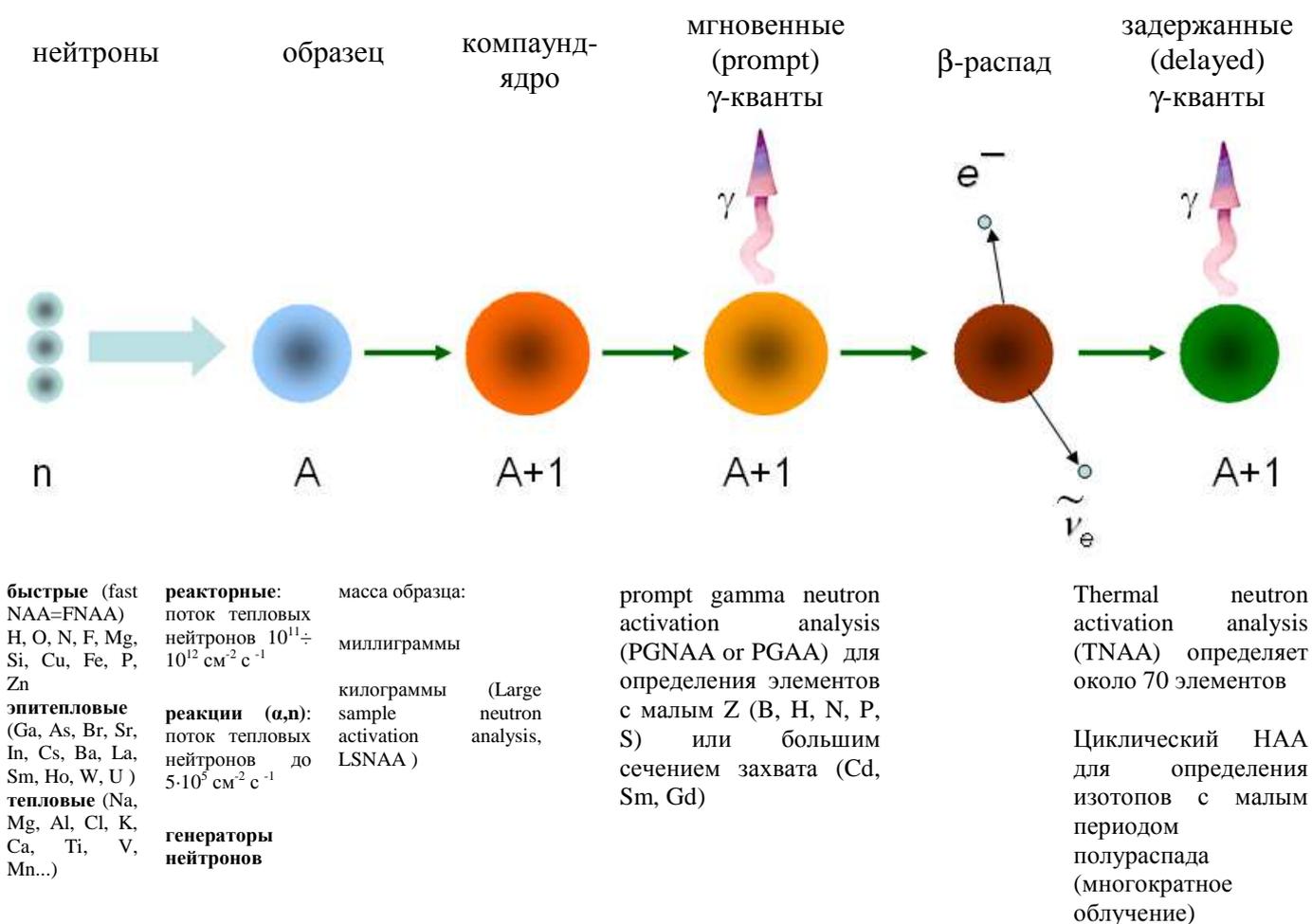


рис. 1. Последовательность событий в реакции (n, γ) и виды НАА[2]

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 радионуклид 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 радионуклидов, 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.

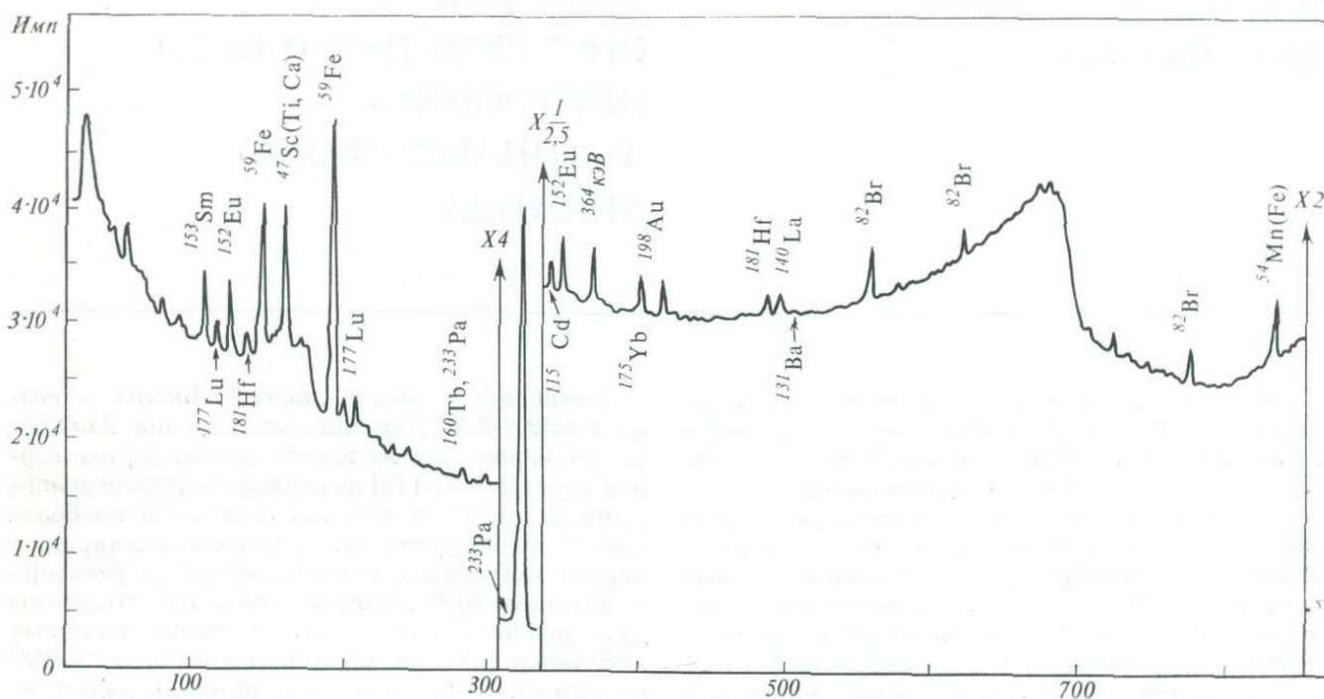


рис. 2. Фрагмент γ -спектра образца лунного реголита, доставленного аппаратом Луна-24. Масса измеряемого образца 4,4 мг. Облучен в канале реактора тепловыми нейтронами 10^{12} нейтронов/(с·см²). Общая интегральная доза $7 \cdot 10^{17}$ нейтронов/см². Спектр снят германиевым детектором с энергетическим 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.

2. 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

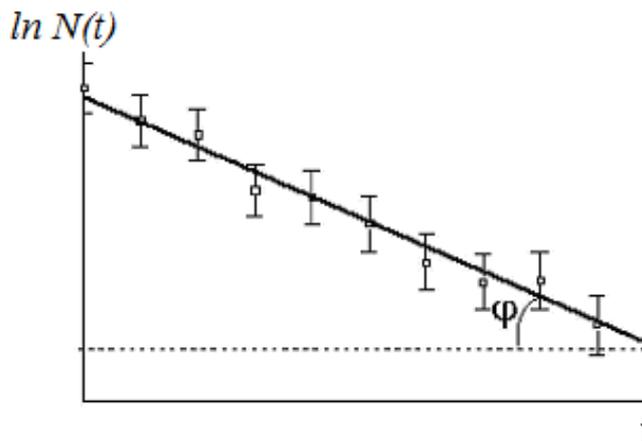
$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (4)$$

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.

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

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).

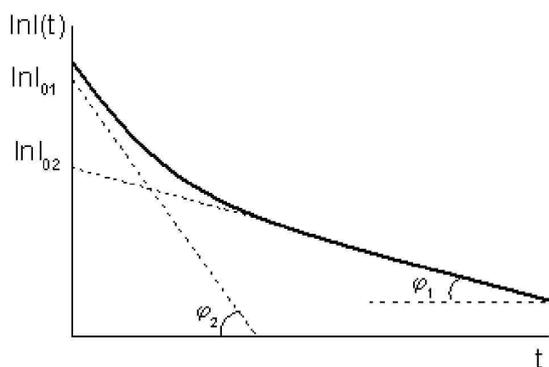


рис. 4а: Изменение во времени усредненной активности источника, состоящего из двух взаимно несвязанных компонентов, см.(8). Тангенсы углов φ_1 и φ_2 наклона этих прямых будут равны, соответственно, постоянным распада λ_1 и λ_2 , т.е. $\text{tg}\varphi_1 = \lambda_1$; $\text{tg}\varphi_2 = \lambda_2$.

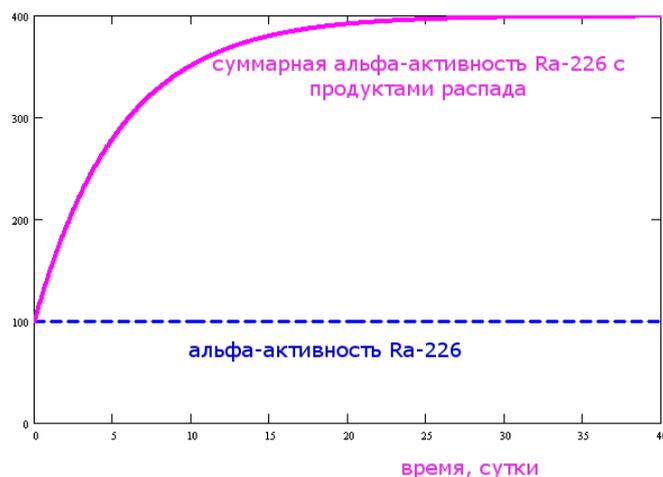


рис.4б: Изменение во времени альфа-активности источника «свежеприготовленного» радия-226.

3. 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.

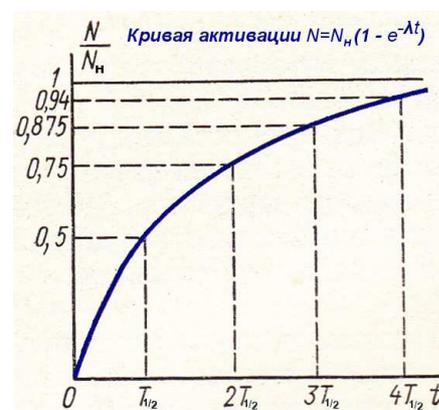


рис. 5: кривая активации

Однако необходимо учесть, что часть вновь образовавшихся ядер в процессе 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 $N(t) \rightarrow N_n = \nu n \sigma$.

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.

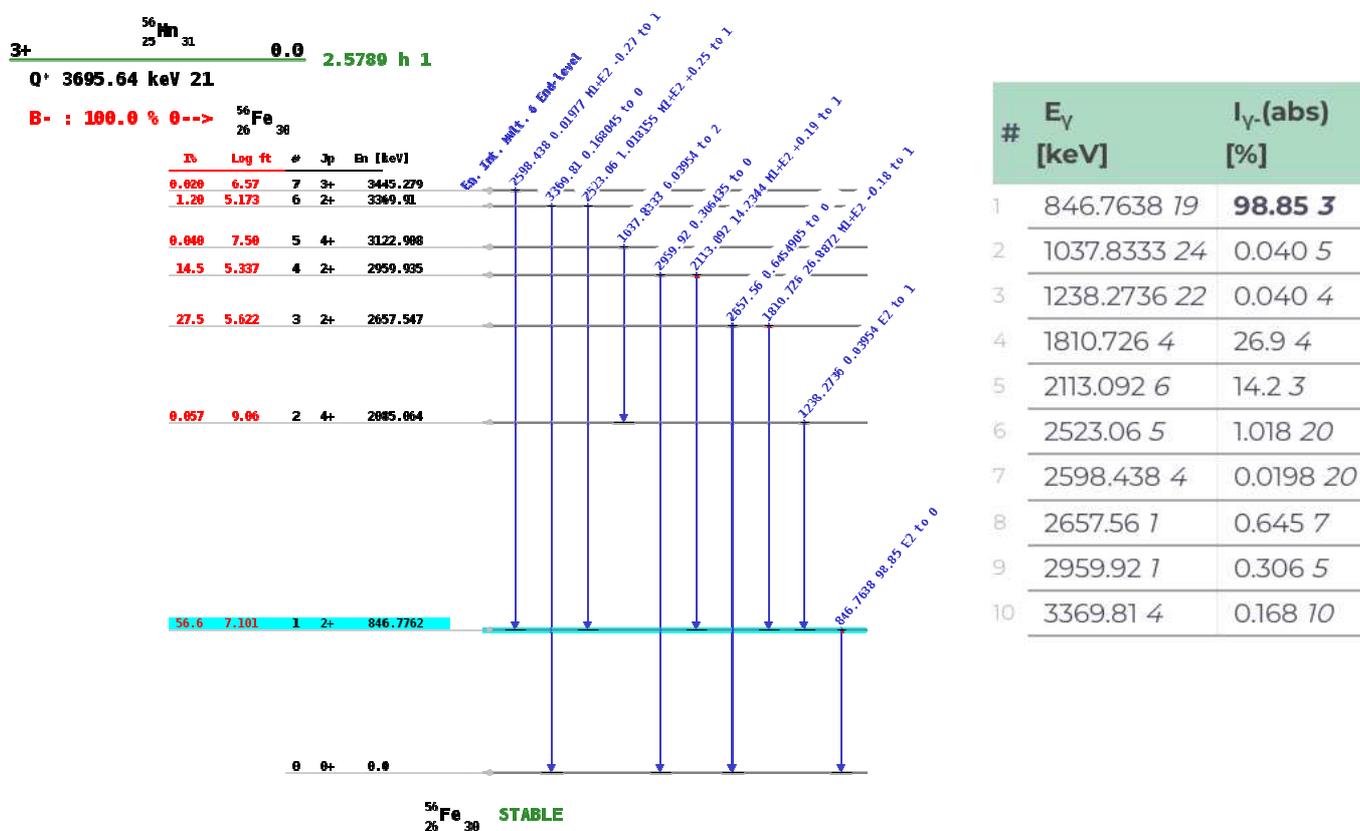


рис.7 Схема распада ядер Mn-56 и энергии гамма-квантов, испускаемых возбужденными состояниями ядер Fe-56

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

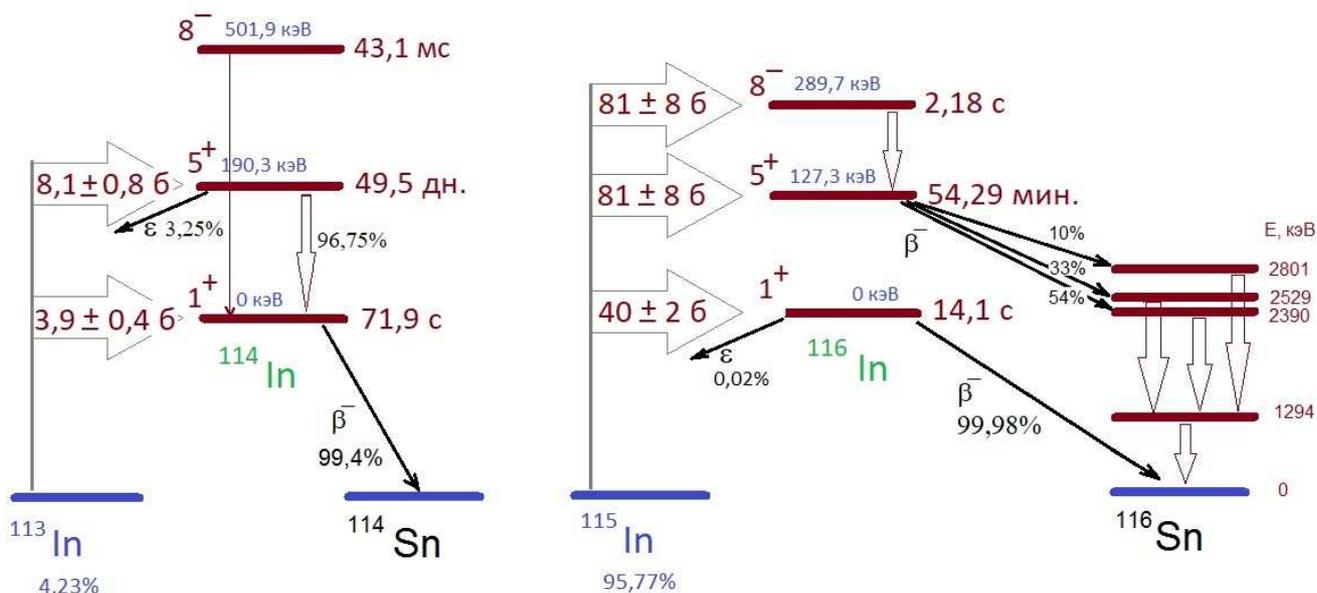


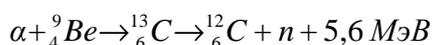
рис. 8 Упрощенная схема активации и бета-распада ядер индия

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

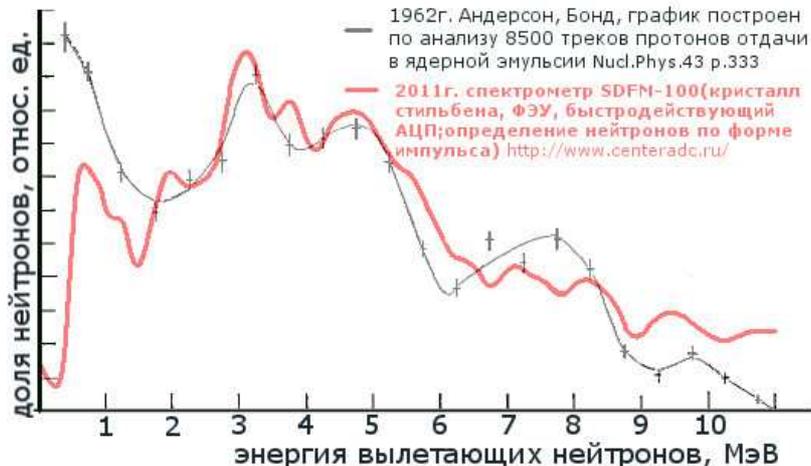


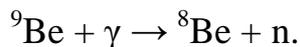
рис.9а Спектр нейтронов Pu-Be источника.
 $E_n > 1$ кэВ - быстрые нейтроны;
 $E_n = kT \sim 0,025$ эВ - тепловые нейтроны

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



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

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}Cf , ядерные реакторы), нейтронные генераторы [4].

4. 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 используется цилиндрический колодец, находящийся на расстоянии в 2 раза большем, чем пазы для шпаг. Закрепленные на шнурке образцы следует опускать в нижнюю часть цилиндрической полости, где поток тепловых нейтронов выше.

Наведенная β -активность измеряется при помощи **счетчика Гейгера** с толщиной стенки $0,065 \text{ г/см}^2$. γ -кванты регистрируются с помощью **сцинтилляционного детектора**, состоящего из кристалла NaI(Tl) и ФЭУ (фотоэлектронного умножителя). Схема установок показана на рис. 8.

Для уменьшения влияния фона детекторы экранированы со всех сторон свинцом. Шпагу вставляют в паз свинцового блока таким образом, что она находится всегда в одном и том же положении относительно детекторов.

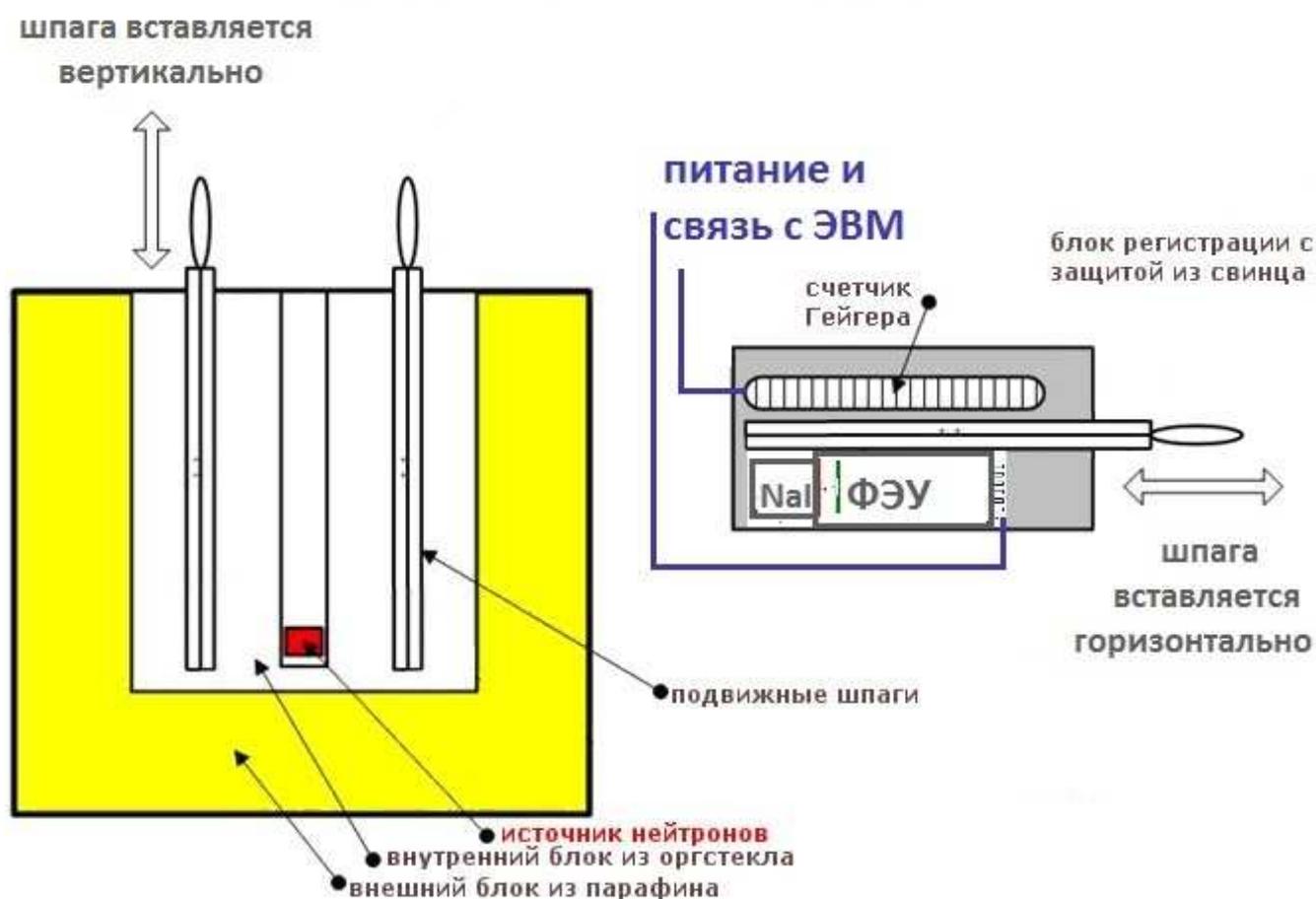


рис. 10: Схема установки

В задаче требуется определить:

- период полураспада образующегося при активации нейтронами радиоактивного изотопа по интенсивности β^- -распада счетчиком Гейгера;
- энергии гамма-излучения сцинтилляционным спектрометром;
- состав образца.

ПОРЯДОК РАБОТЫ

1. **При подготовке к задаче** 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							

2. **Перед началом работы** следует ознакомиться с инструкцией и установкой. Необходимо убедиться в том, что неактивированная шпага на установке легко входит в паз блока детектора.

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

4. **После сдачи допуска:**

- сохраните файл фона в указанную папку диска H;
- запустите по инструкции к установке программу для счета импульсов со счетчика Гейгера;
- возьмите активированную шпагу индия из паза нейтронного источника и поместите в паз блока регистрации. Набор импульсов со счетчика Гейгера начнется автоматически. Программу набора гамма-спектра запустите сразу после помещения активированной шпаги в установку.
- повторите измерения для другой активированной шпаги.

5. 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;
- графики кривых распада облученных образцов, полученные с помощью счетчика Гейгера;
- значения периодов полураспада неизвестных образцов (с ошибкой).

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

5. 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 фотокатоде 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.

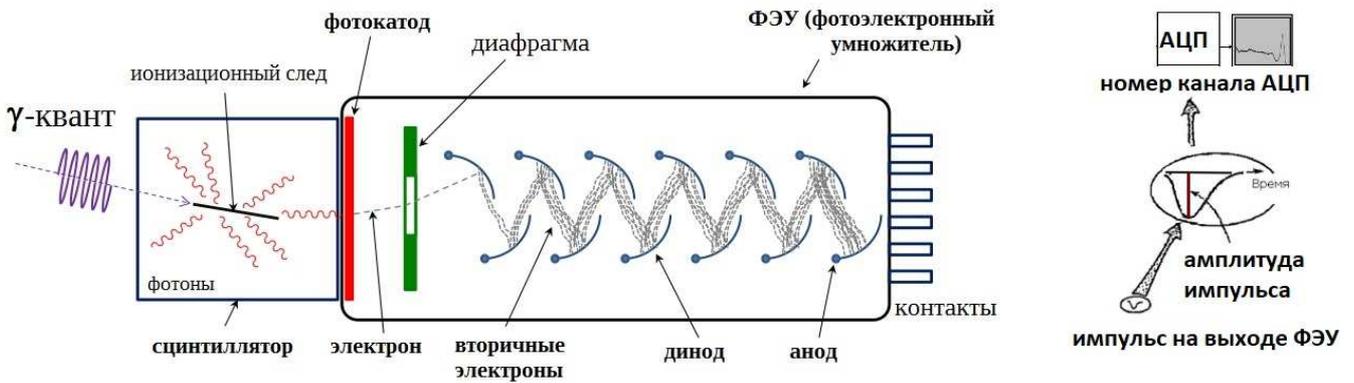


Рис. 11: Схема устройства сцинтилляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокатод ФЭУ. По амплитуде выходного импульса с ФЭУ на АЦП добавляется «единичка» в соответствующий номер канала

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, $E_0 = \sum E_e$ 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

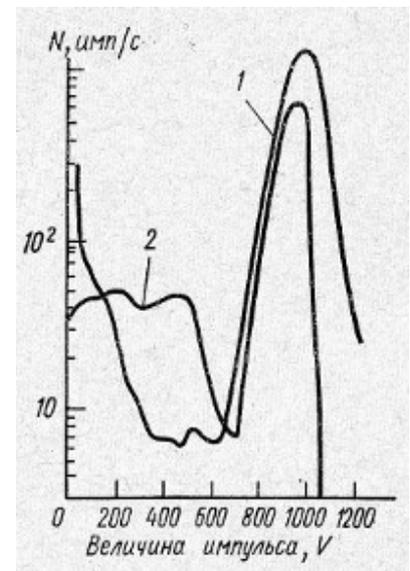


рис.12. γ -спектр ^{51}Cr : 1- большой кристалл; 2 – малый кристалл

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 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.

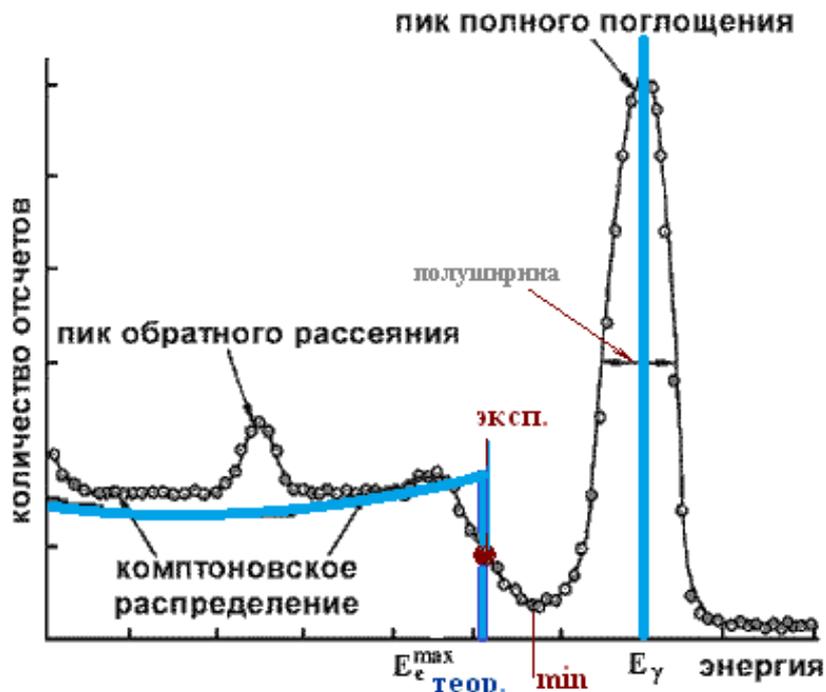


рис. 13: Распределение энергии электронов в детекторе NaI(Tl) в случае, когда γ -кванты регистрируют в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. Синяя линия – теория. Уширение монохроматической линии, соответствующей фотопику, определяется разрешением детектора.

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 поглотятся 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

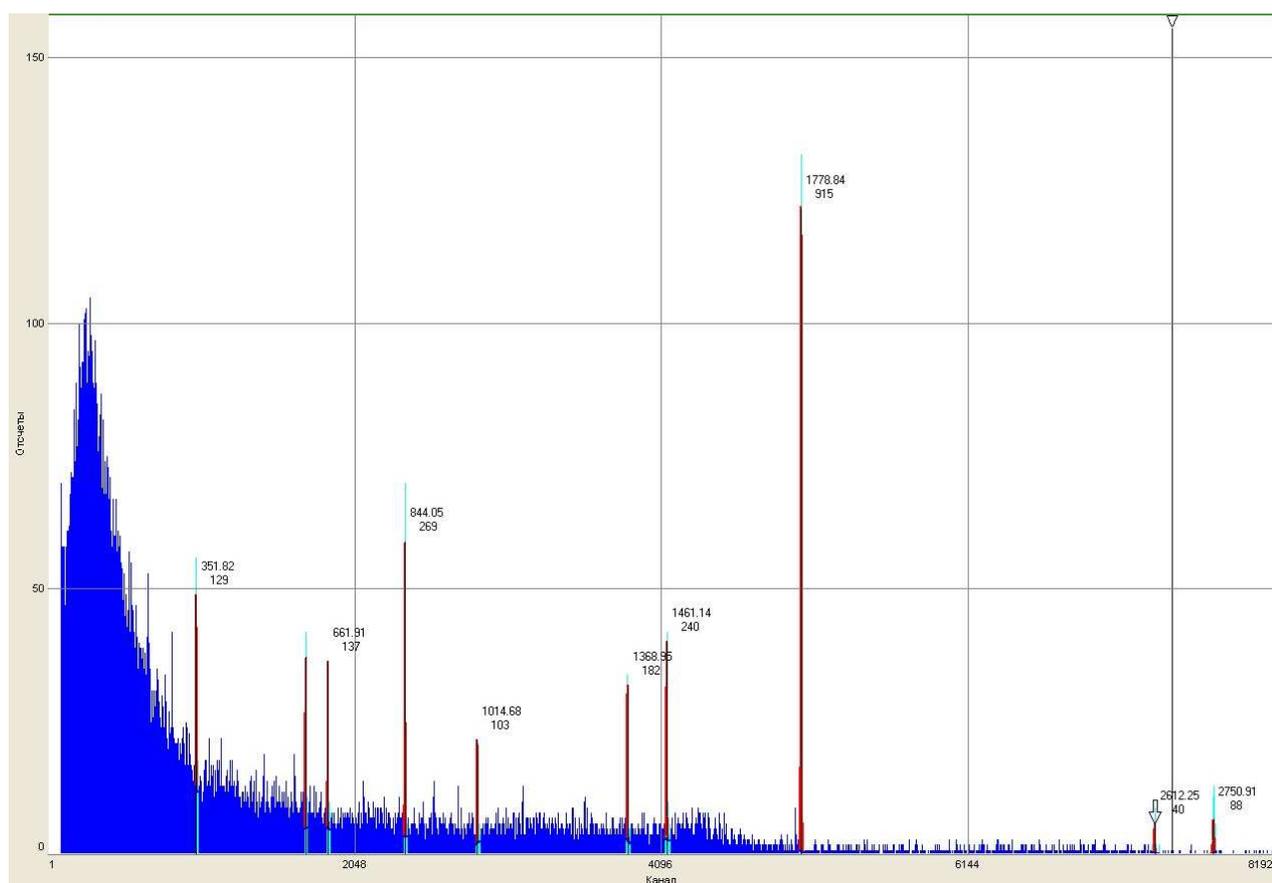
1. При сравнении практического пробега R электронов β -распада с максимальной энергией E_{\max} их спектра, определенной с помощью магнитного β -спектрометра, была установлена следующая эмпирическая зависимость:

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

(пробег R в формуле в $\left[\frac{2}{\text{см}^2}\right]^*$, энергия E в МэВ). У счетчика Гейгера марки СТС-6 в Вашем эксперименте толщина стенок $0,065 \frac{2}{\text{см}^2}$. 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 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 аккумулируется ^{241}Am ($T_{1/2}=432,6$ года). Объясните, как он там образуется. Влияет ли его образование на общую



* единица измерения $\frac{2}{\text{см}^2}$ 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

активность источника?

4. На рисунке представлены данные, полученные на Ge(Li)-спектрометре гамма-излучения при измерении 4-х облученных алюминиевых шпаг. Шпаги 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/tJFMLOI9ukQ?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 her.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

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

где $A = \nu\sigma$ – константа.

$$f(0) = 0 \quad (b)$$

Решение однородного уравнения

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

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

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. Газонаполненные детекторы

Газонаполненные детекторы (счетчики), благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне, являются широко распространенными приборами регистрации излучений. Газонаполненный детектор представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода (рис. П1).

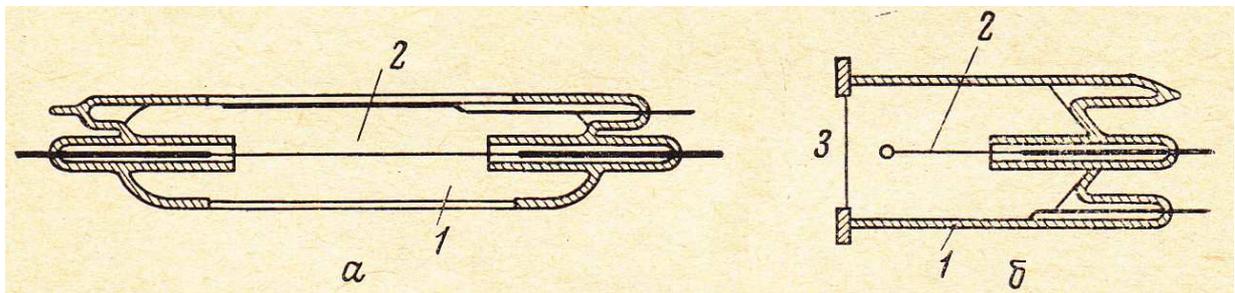


рис. П1: Различные типы счетчиков Гейгера: а) цилиндрический; б) торцевой

Геометрическая форма детектора выбирается из условий его работы. Цилиндрический счетчик состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 2, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка катодом. Торцовый счетчик имеет входное окошко 3 в торце корпуса. Обычно торцевые счетчики используют для регистрации частиц с коротким пробегом, поэтому окно счетчика изготавливают из тонкой пленки.

В качестве наполняющих газов в большинстве случаев используют благородные газы – аргон и неон, реже азот и водород с различными примесями.

Один из вариантов подключения счетчика показан на рис. П2. Здесь C_1 – эквивалентная емкость счетчика и входного каскада усилителя, R_1 – сопротивление нагрузки. На счетчик подают высокое напряжение V , создающее в газовом объеме счетчика электрическое поле E .

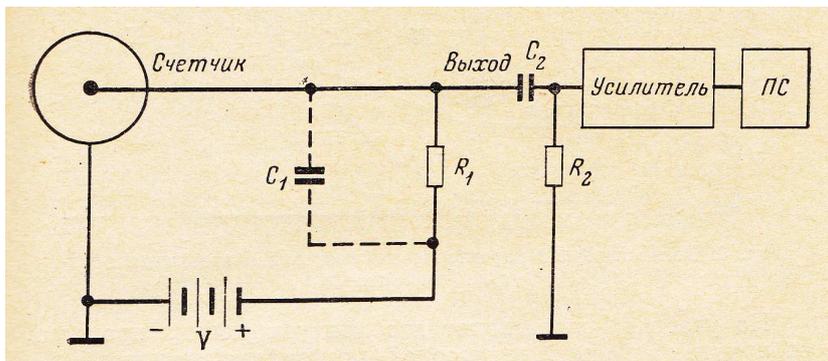


рис. П2: Схема включения счетчика Гейгера
ПС – пересчетная схема

Рабочее напряжение, подаваемое на электроды счетчика, зависит от давления газа, которое может меняться в широких пределах. Как правило, катод счетчика поддерживается под потенциалом земли, что гарантирует безопасность при работе. Частица, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток. Импульс напряжения на сопротивление R_1 усиливается и подается на регистрирующую аппаратуру.

Электроны, тяжелые положительные и отрицательные ионы, образованные ионизирующей частицей, начинают двигаться в электрическом поле, испытывая многократные столкновения, упругие и неупругие, с молекулами газа. Средняя скорость направленного движения пропорциональна напряженности E электрического поля и обратно пропорциональна давлению газа. Возникающий ток обусловлен в основном электронами, так как их подвижность на три порядка выше, чем подвижность тяжелых ионов.

На рис. П3 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного

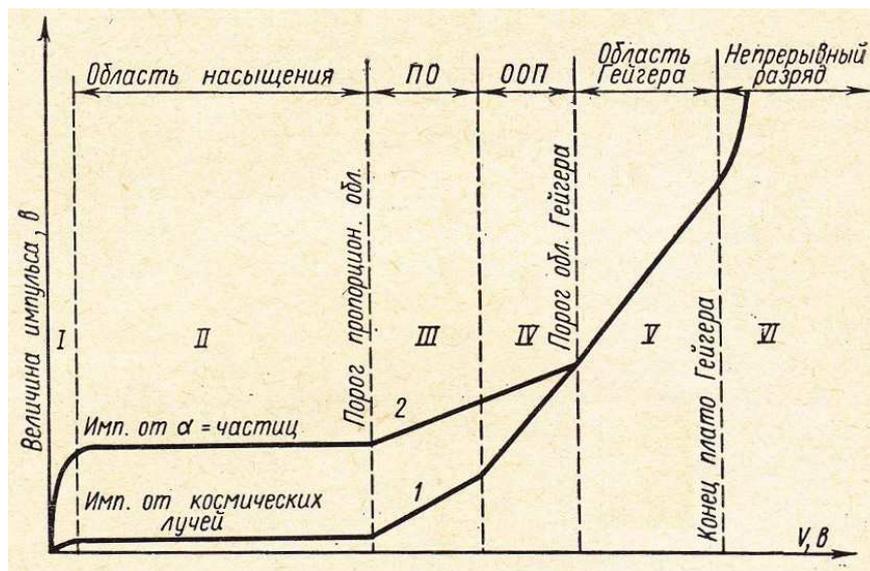


рис. П3: Вольтамперная характеристика счетчика в различных областях напряжений

детектора от напряжения на его электродах (предполагается, что постоянная времени $\tau = R_1 C_1$ много больше времени собирания заряда в детекторе). Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной

начальной ионизации, большей для кривой 2 (часто такого рода кривые называют вольтамперной характеристикой). Каждую кривую можно разделить на характерные участки.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью насыщения. Именно в этой области работают ионизационные камеры.

При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т.е. создавать некоторое число вторичных ионов. Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации – это **пропорциональная область (ПО)**. В области III работают так называемые пропорциональные счетчики.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется **областью ограниченной пропорциональности IV (ООП)**.

Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая **область Гейгера**. Однако разряд, как и в предыдущих областях, остается вынужденным, т.е. начинается после прохождения ионизирующей частицы.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному самостоятельному разряду (область VI), поэтому эта область для регистрации частиц не используется.

Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера представляют наиболее характерные типы газонаполненных детекторов. Каждый из этих приборов имеет свои специфические особенности.

Ионизационные камеры позволяют производить весьма разнообразные измерения. В силу того, что ток в камере однозначно связан с первичной ионизацией в газовом объеме, ионизационные камеры используют для обнаружения и измерения радиоактивности, при исследовании интенсивности космических лучей, пучков в ускорителях и при идентификации частиц (плотность ионизации зависит от сорта частиц). Средняя энергия, необходимая для образования иона, мало зависит от природы и энергии частиц (для газов примерно 30÷40 эВ). Поэтому с помощью ионизационных камер можно измерять энергии частиц. Для увеличения плотности ионизации и тока камеры наполняются газом под большим давлением вплоть до десятка атмосфер. Временное разрешение достигает 10^6 с.

Измеряемый ток в этом режиме работы обычно весьма мал. Это значительно усложняет работу с ионизационными камерами, так как требует особой стабильности электронной аппаратуры, необходимости предотвращения токов утечки и т.д.

Пропорциональные счетчики обладают более высокой чувствительностью, так как коэффициент газового усиления может достигать значений $10^2 \div 10^3$. Давление газа зависит от решаемой задачи и меняется от сотен миллиметров ртутного столба до нескольких атмосфер; рабочее напряжение от сотен до нескольких тысяч вольт. Временное разрешение 10^{-7} с. Однако, сильная зависимость коэффициента газового усиления от величины напряжения предъявляет особые требования к его стабильности.

В счетчике Гейгера газовое усиление настолько велико, что в нем вспыхивает самостоятельный разряд. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити (например, в цилиндрических счетчиках при $V = 1000$ В напряженность поля E у катода равна сотням В/см, а вблизи нити 20000–40000 В/см). С увеличением напряжения область ударной ионизации увеличивается, а ионизация вследствие вторичных процессов (электронных и фотонных) быстро нарастает. В результате возникает электронная лавина, которая обрывается лишь тогда, когда все связанные с ней электроны достигают нити счетчика.

Обычно первичная лавина порождает целую серию последующих лавин, образование которых связано с испусканием фотонов (главным образом в ультрафиолетовой области), возникающих при соударениях атомов с ионами газа. Эти фотоны, в свою очередь, выбивают из стенок счетчика электроны, которые возбуждают последующие лавины. Лавины, кроме того, могут вызвать положительные ионы, которые попадая на катод, выбивают электроны.

Таким образом, в счетчике происходит пробой, разряд переходит в самостоятельный и охватывает всю газовую область счетчика. Возникают большие импульсы напряжения на аноде, величина которых не зависит от первичной ионизации. Достаточно образования хотя бы одной пары ионов, чтобы развился разряд, охватывающий весь объем счетчика. В области Гейгера коэффициент газового усиления достигает 10^{10} , а величина импульса напряжения нескольких вольт или даже десятков вольт.

Счетчики Гейгера обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению. Однако они не способны дифференцировать различные виды излучений, различать их энергии, поэтому они используются как детекторы интенсивности излучения. Этому способствует следующая важная особенность работы прибора. При достижении порога области Гейгера начинается плато счетной характеристики, где число зарегистрированных импульсов практически не зависит от напряжения (каждая ионизирующая частица, попадающая в объем счета, образует лавину). При дальнейшем увеличении напряжения счетчик переходит в режим спонтанного разряда.

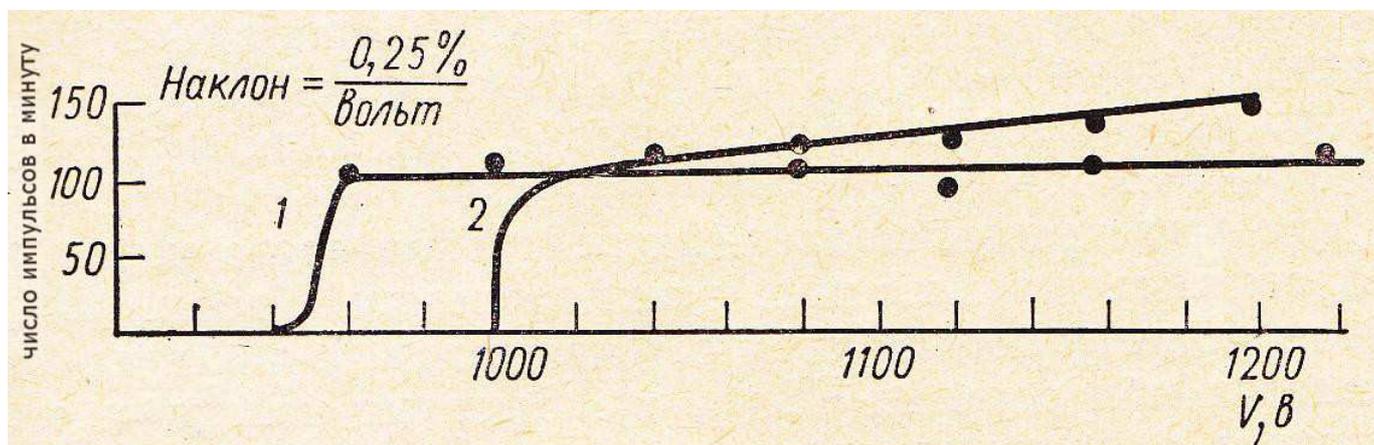


рис. П4: Счетная характеристика счетчика Гейгера:

1 – наполненного аргоном с добавлением 10% паров спирта;

2 – тот же счетчик с добавлением 2% воздуха.

Так как первичный разряд в области Гейгера сопровождается образованием вторичных лавин, для надежной работы счетчика необходимо создать условия для гашения этого разряда (в нормально работающем счетчике разряд должен обрываться после первой лавины).

Обычно гашения разряда добиваются, добавляя к основному наполнителю смесь газов. Для этой цели используют различные многоатомные пары органических веществ: пары спирта, этилен, метилен и др. В качестве дополнителей к инертным газам часто применяют галоиды (Cl_2 , Br_2 , I_2).

Молекулы газов-дополнителей имеют более низкие потенциалы ионизации по сравнению с атомами основного наполнителя. При столкновении с молекулами примесей положительные ионы нейтрализуются; ионы же гасителей не в состоянии выбить из катода вторичные электроны. Кроме того, они хорошо поглощают ультрафиолетовое излучение, но при этом не испускают фотоэлектроны, а с большой вероятностью диссоциируют на нейтральные химические радикалы (органические пары) и атомы (галоиды).

Галогенные счетчики имеют преимущества перед счетчиками с органическими гасителями. Диссоциированные молекулы в дальнейшем восстанавливаются, в то время как органические молекулы разрушаются полностью. Поэтому срок службы галогенных счетчиков больше. И галогенные счетчики имеют низкое рабочее напряжение. Так, неоновый счетчик с примесью 0,1% аргона и 0,1% галоида имеет рабочее напряжение в гейгеровской области 300 В (давление $p \sim 100$ мм.рт.ст.) У атомов неона первое возбужденное состояние с энергией 16,67 эВ является метастабильным. При столкновениях с электронами уже в сравнительно малых полях происходит накопление возбужденных атомов неона. В дальнейшем за счет соударений энергия возбуждения атомов неона передается атомам аргона, в результате ионизации которых и возрастает число электронов. Таким образом, в низковольтной области разряд связан не с первичной ионизацией, а со вторичной ионизацией аргона вследствие столкновения с возбужденными атомами неона. Поэтому такие счетчики работают при низком напряжении.

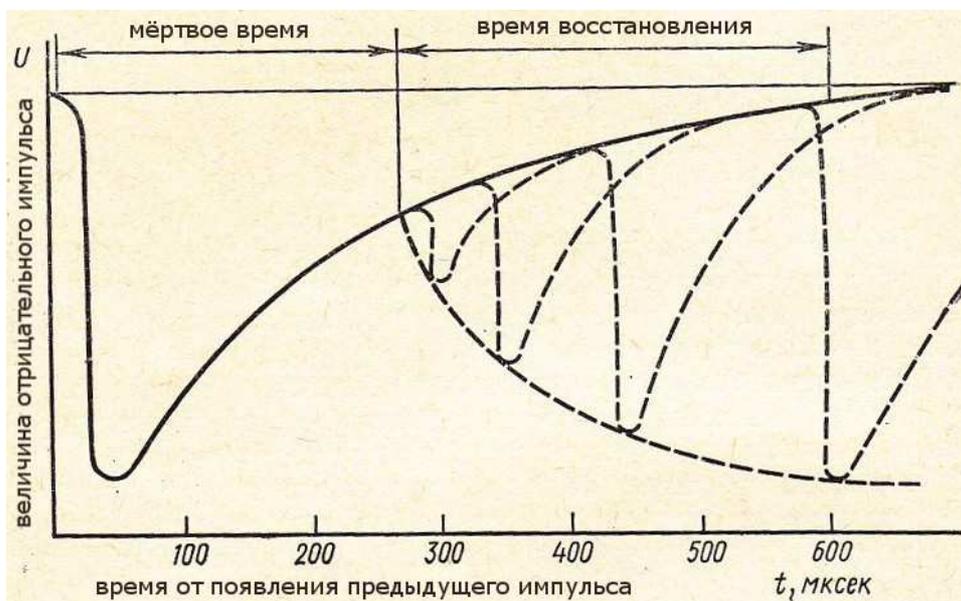


рис.П5 Мертвое время и время восстановления счетчика Гейгера-Мюллера

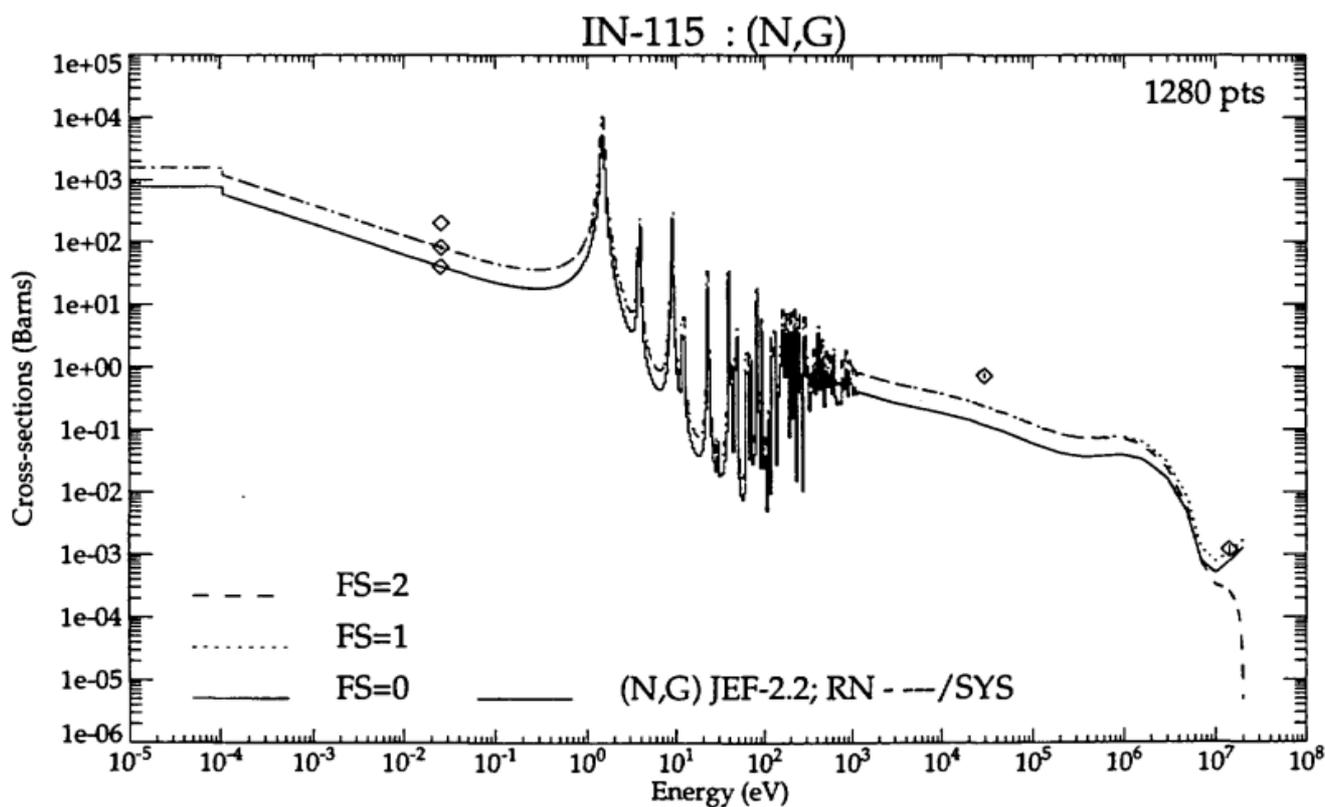
Гашение разряда можно осуществлять также включением в цепь счетчика большого сопротивления R_1 . Такого рода счетчики называют несамогасящимися. У счетчиков с гасящими смесями меньше мертвое время — интервал времени, в течение которого попадающие в детектор частицы не могут быть зарегистрированы. Мертвое время счетчиков Гейгера относительно велико 10^{-4} – 10^{-3} с. Это связано с тем обстоятельством, что для восстановления чувствительности прибора после каждого акта регистрации необходимо очистить газовый объем от тяжелых ионов, подвижность которых невелика.

Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато. Пороговое напряжение, положение и протяженность плато являются индивидуальными характеристиками счетчика и должны определяться экспериментально. Обычно рабочее напряжение составляет от нескольких сотен до тысячи вольт.

Счетчики Гейгера отличаются относительной простотой и надежностью, высокой эффективностью. Чувствительность счетчика к падающему излучению зависит также от проникающей способности частиц. Естественно, что будут зарегистрированы только те частицы, которые попадут в рабочий объем счетчика (следовательно, толщина стенки или окошка счетчика не должна превышать свободного пробега частицы в материале стенки счетчика). Если частицы, проникающие в рабочий объем, образуют хотя бы пару ионов, они будут зарегистрированы практически со 100%-ной вероятностью. Кроме того, эти счетчики малочувствительны к γ -излучению. Регистрация γ -квантов происходит только в результате образования вторичных заряженных частиц, которые вследствие малой эффективности взаимодействия γ -излучения с веществом выбиваются лишь в стенках газонаполненного детектора, которые изготавливаются из материала с большим атомным номером (стенки γ -счетчика нецелесообразно изготавливать толще длины пробега вторичных электронов и позитронов в материале стенки). Обычно эффективность γ -счетчиков составляет всего $1 \div 2\%$.

Для регистрации медленных нейтронов часто используются детекторы, наполненные трехфтористым бором. В этом случае ионизирующим агентом являются α -частицы, образующиеся с большой вероятностью в реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Быстрые нейтроны регистрируются с помощью детекторов, наполненных водородом, или со стенками из водородсодержащего материала. В этом случае возникновение разряда обусловлено протонами отдачи, попадающими в газовый объём детектора.

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/>)



Задачу разрабатывали Е.А. Андреев, И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова, В.К. Гришин, И.М. Зверева, Г.Ю. Малышева, С.Б. Морозов, В.Г. Сухаревский, Н.И. Тулинова