

Лабораторная работа №1

Искусственная радиоактивность изотопов серебра ^{108}Ag и ^{110}Ag

В работе изучается искусственная радиоактивность изотопов серебра, образующихся при облучении естественной смеси изотопов серебра ^{107}Ag и ^{109}Ag тепловыми нейтронами. На основе измерений активации и распада определяются периоды полураспада изотопов серебра ^{108}Ag и ^{110}Ag .

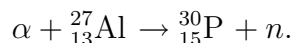
1. Введение
2. Порядок выполнения работы
3. Искусственная радиоактивность
4. Закон радиоактивного распада.
5. Активация изотопа
6. Изотопы серебра ^{108}Ag и ^{110}Ag
7. Газонаполненные детекторы
8. Контрольные вопросы и задачи

1. Введение

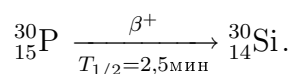
В конце XIX века было обнаружено, что соли урана испускают неизвестное ранее излучение, способное ионизировать воздух и воздействовать на фотографическую пластинку. В 1898 г. Мария и Пьер Кюри назвали это явление радиоактивностью.

Теория радиоактивного распада была создана в 1902 г. Резерфордом и Содди. Они предположили, что атомы радиоактивных элементов самопроизвольно распадаются с испусканием α - или β -частиц, в результате чего образуется новый элемент, по своим свойствам отличный от исходного.

Искусственная радиоактивность была открыта в 1923 г. Фредериком и Иреной Жолио-Кюри. При облучении тонкой алюминиевой фольги частицами с энергией 5,3 МэВ, которые испускал радиоактивный источник, содержащий ^{210}Po . Было обнаружено, что мишень становится радиоактивной. После окончания облучения активность мишени уменьшалась в 2 раза примерно за 3 мин. Было обнаружено, что из мишени вылетают тяжелые положительно заряженные частицы, отличные от лёгких позитронов. После тщательного химического анализа было установлено, что в результате облучения α -частицами изотопа $^{27}_{13}\text{Al}$ образуется радиоактивный изотоп $^{30}_{15}\text{P}$.



Образующийся радиоактивный изотоп $^{30}_{15}\text{P}$ распадался затем, превращаясь в стабильный изотоп $^{30}_{14}\text{Si}$.



Период полураспада изотопа по современным данным составляет 2,5 минуты.

$$T_{1/2}({}^{30}_{15}\text{P}) = 2,5 \text{ мин.}$$

Искусственные радиоактивные изотопы получают при облучении стабильных изотопов нейтронами, жестким γ -излучением или быстрыми заряженными частицами: α -частицами, протонами, дейтронами и тяжелыми ионами. Большое число различных радиоактивных изотопов в широком диапазоне A и Z образуется в результате деления ядер.

2. Порядок выполнения работы

В настоящей работе для активации изотопов серебра используется полоний-бериллиевый источник тепловых нейтронов мощностью 10^6 – 10^7 нейтр/с. (рис. 1).

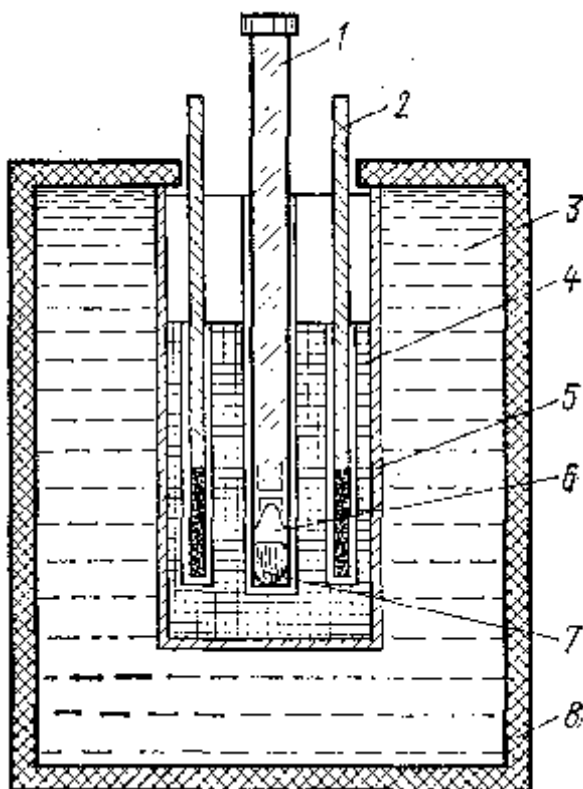


Рис. 1: Схема облучения пластинок серебра нейтронами: 1 — стержень с нейтронным источником, 2 — стальные стержни с пластинками Ag, 3 — парафин, 4 — парафиновый блок, 5 — карбид бора, 6 — ампула, 7 — Po-Be источник нейтронов, 8 — свинцовая защита.

Для замедления нейтронов до тепловых скоростей источник помещен в парафиновый блок в соответствующей защите, как показано на рис. 1. Серебряные пластинки размером $50 \times 20 \times 1$ мм³ крепятся на стальных стержнях. Материал, из которого изготавливают стержни, не должен иметь заметной активации. Стержни вставляются в специальные пазы в парафиновом блоке, расположенные на расстоянии нескольких сантиметров от источника нейтронов. Положение серебряных пластин, таким образом, всегда строго фиксировано относительно источника нейтронов.

Наведенная β -активность измеряется при помощи счетчика Гейгера с толщиной стенки, равной $0,04$ г/см². С работой счетчика Гейгера необходимо ознакомиться в п. 6 описания лабораторной работы. Схема установки для измерения периодов полураспада показана на рис. 2. Для уменьшения влияния фона счетчик экранирован со всех сторон

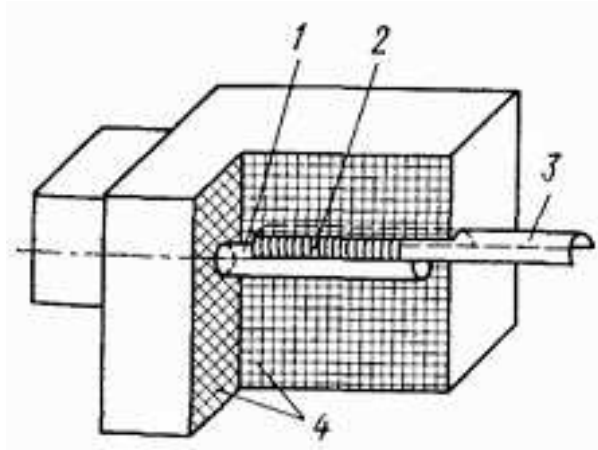


Рис. 2: Установка для измерения периодов полураспада препарата: 1 — счетчик Гейгера, 2 — пластинка Ag, 3 — стальной стержень, 4 — свинцовая защита.

свинцом. Серебряную пластинку вместе со стержнем вставляют в специальный паз свинцового блока таким образом, что она находится всегда в одном и том же положении относительно счетчика β -излучения

В работе изучается процесс активации изотопов ^{107}Ag и ^{109}Ag в их естественной смеси и распад образующихся изотопов серебра ^{108}Ag и ^{110}Ag . Эти процессы иллюстрируются графиками на рис. 3. Изменение количества активированных ядер ^{110}Ag и ^{108}Ag со временем t описывается кривыми 1 и 2 соответственно, а суммарного количества активированных ядер — кривой 3. Если в момент времени t_1 активация прекращается, то дальнейшее изменение количества активированных ядер описывается пунктирными кривыми.

Таким образом, в естественной смеси изотопов серебра процессы активации изотопов ^{107}Ag и ^{109}Ag заметно различаются как по временам, так и по уровням насыщения.

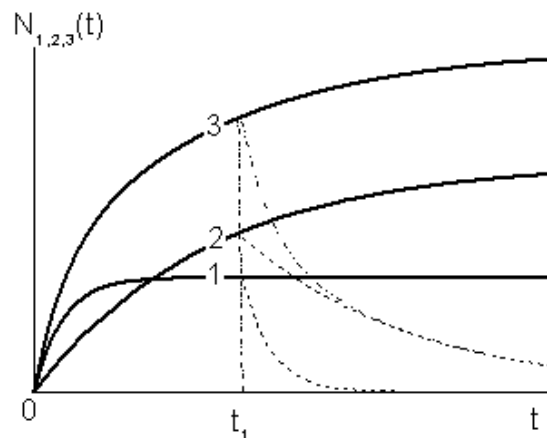


Рис. 3: Изменение количества ядер со временем t при активации (жирные кривые) и после прекращения активации в момент времени t_1 (пунктирные кривые). Кривая 1 — изотоп ^{110}Ag , кривая 2 — изотоп ^{108}Ag , кривая 3 — сумма изотопов ^{110}Ag и ^{108}Ag .

Перед началом работы необходимо подробно ознакомиться с инструкцией, имеющейся при каждой экспериментальной установке, и самой установкой. Необходимо убедиться в

том, что стержень с серебряной пластинкой легко входит как в паз нейтронного источника, так и в паз блока детектора.

Упражнение 1. *Измерение кривой распада изотопа ^{108}Ag и определение его периода полураспада.*

Измерение активности изотопа проводится после облучения пластинки серебра в нейтронном источнике, переноса ее в блок детектора и после истечения некоторого времени t_n , необходимого для распада короткоживущего изотопа ^{110}Ag . Поэтому для измерения кривой распада долгоживущего изотопа ^{108}Ag в наиболее выгодных условиях необходимо облучать пластинку серебра до заметного уровня насыщения, когда ее активность станет максимальной.

Измерить фон (до переноса пластинки). Выбрать соответствующее время Δt для измерения одной точки кривой распада и, начиная с момента времени t_n , измерить кривую распада изотопа ^{108}Ag . Построить кривую распада в полулогарифмическом масштабе (см. рис. 5) и определить постоянную распада и период полураспада изотопа ^{108}Ag .

Упражнение 2. *Измерения кривой активации естественной смеси изотопов серебра, кривой распада изотопа ^{108}Ag и ^{110}Ag и определение периода полураспада изотопа ^{110}Ag .*

Кривая активации серебра и последующего распада изотопов ^{108}Ag и ^{110}Ag измеряется для нескольких значений времени облучения, начиная с минуты и кончая временем, обеспечивающим условия заметного насыщения долгоживущего изотопа ^{108}Ag . Измерения начинаются сразу после переноса активированной пластинки.

После выбора соответствующего времени Δt для измерения одной точки кривой, измерить кривую распада, представляющей в данном случае сумму кривых распада короткоживущего и долгоживущего изотопов. Измерения нужно проводить достаточно долго, чтобы на кривой, построенной в полулогарифмическом масштабе (см. рис. 3), выделился период полураспада долгоживущего изотопа. После окончания измерений необходимо построить кривую активации (см. рис. 4). По графикам необходимо определить период полураспада ^{108}Ag и ^{110}Ag .

Определение периодов полураспада обоих изотопов производят следующим образом. Вначале экстраполируют до начала координат ($t = 0$) прямую, соответствующую изменению активности долгоживущего изотопа. Затем вычитают (после потенцирования) из суммарной активности, измеренной на опыте, активность долгоживущего изотопа. Получив таким образом значения активности короткоживущего изотопа в различные моменты времени, строят кривую распада короткоживущего изотопа в полулогарифмическом масштабе. Затем определяют постоянную распада короткоживущего изотопа и его период полураспада.

Неоднократное проведение процедуры измерения и расчетов при возрастающем времени активации позволяет оценить, насколько повышение уровня активации и, следовательно, статистического обеспечения измерений улучшает точность оценки искомых параметров.

Примечание. Для того, чтобы при измерении кривой активации не сказались остаточная активность от предыдущего облучения, пластинку серебра перед новым облучением нужно выдерживать не менее 20 мин.

Перед выполнением упражнений необходимо составить план работы, который должен предусматривать: время облучения, время от конца облучения до начала измерения активности t_n (упражнение 1), время измерения отдельных точек Δt и полное время для измерения каждой из кривых распада.

Для правильного проведения измерений первоначально необходимо выполнить следующие расчеты:

- определить отношение интенсивностей обоих изотопов I_{01} , I_{02} к моменту начала измерения (исходя из данных об отношении концентраций компонентов в естественной смеси изотопов серебра, величин их эффективных сечений активации и постоянных распада и условий фона);

- оценить время t_n начала измерений кривой распада долгоживущего изотопа;

- определить величины интервалов Δt измерения интенсивности распада отдельных точек для обеспечения необходимой статистической достоверности эксперимента.

При обработке экспериментальных данных необходимо учесть фон, а также статистическую достоверность измерений.

3. Искусственная радиоактивность

В настоящее время обнаружено ~ 3000 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N . По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~ 6500 .

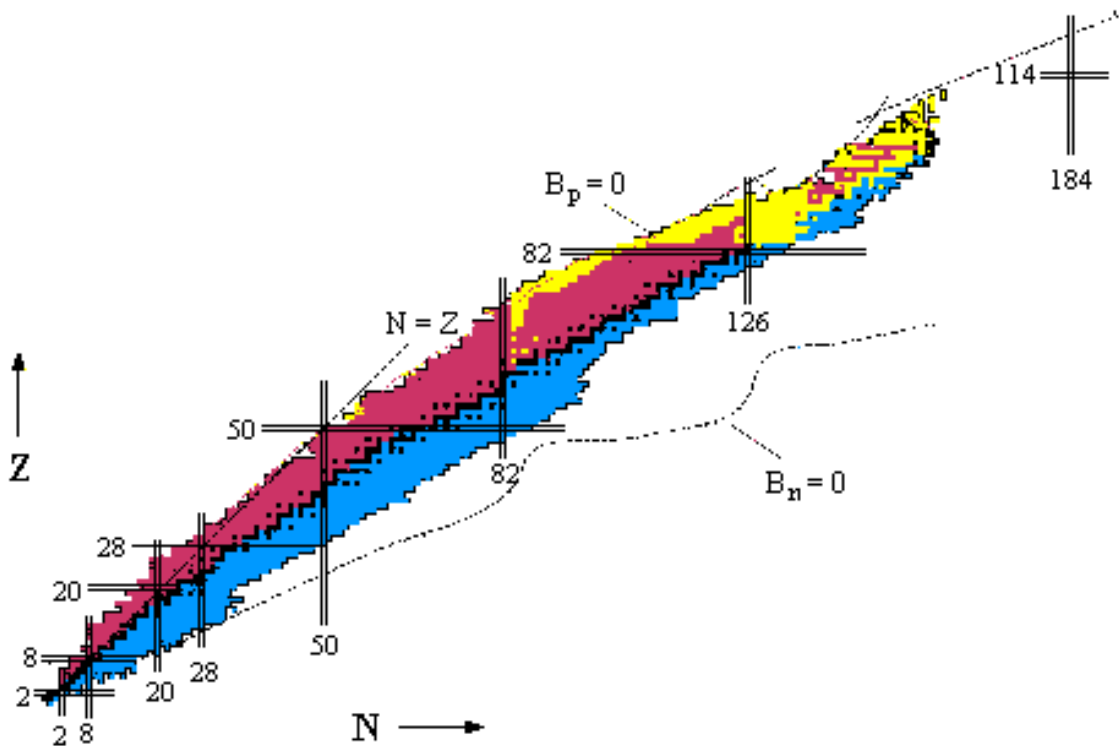


Рис. 4: $N - Z$ диаграмма атомных ядер.

На рис. 4 показана $N - Z$ диаграмма атомных ядер. Черными точками показаны стабильные ядра. Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов:

$$N/Z = 0.98 + 0.015A^{2/3}, \quad (1)$$

где $A = N + Z$ — массовое число.

Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1,6 в районе $A = 250$. Это изменение легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского взаимодействия протонов с ростом A . Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ($Z = 82$) и висмут ($Z = 83$). С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа — ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Темным цветом на рис. 4 выделены атомные ядра, обнаруженные в настоящее время. Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер.

Связанное состояние ядра определяется как состояние, стабильное относительно испускания нейтронов или протонов. Линия $B_p = 0$ (B_p — энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева (proton drip-line). Линия $B_n = 0$ (B_n — энергия отделения нейтрона) — справа (neutron drip-line). Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ($\sim 10^{-23}$ с) с испусканием одного или нескольких нуклонов. Если среднее время жизни ядра $\tau < 10^{-22}$ с, обычно считается, что ядро не существует. Характерные времена жизни для радиоактивных ядер $\tau > 10^{-14}$ с. Времена жизни ядер, обусловленные испусканием нуклонов 10^{-23} с $< t < 10^{-20}$ с. Ядра, имеющие такие времена жизни, обычно наблюдаются в виде резонансов в сечениях ядерных реакций. Среднее время жизни ядра τ и ширина резонанса Γ связаны соотношением

$$\tau = \hbar/\Gamma, \tau [\text{с}] = 6,6 \cdot 10^{-22}/\Gamma [\text{МэВ}] . \quad (2)$$

Рассчитать границы нуклонной стабильности довольно сложно, т. к. точность, с которой оцениваются энергии связи ядер (несколько сотен кэВ), недостаточна для того, чтобы определить, будет ли ядро радиоактивным, или оно будет распадаться с испусканием нуклона. Поэтому точность предсказания границы существования атомных ядер для отдельных элементов может составлять 4–5 единиц по A . В первую очередь это относится к границе нейтронной стабильности.

В правом верхнем углу $N - Z$ диаграммы расположена интенсивно исследуемая в настоящее время область сверхтяжелых атомных ядер. Открытие и исследование сверхтяжелых атомных ядер с $Z = 109 \div 116$ показывает, что в этой области ядер существенную роль в повышении их стабильности играют ядерные оболочки. Достаточно хорошее согласие теоретических расчетов с полученными в последнее время экспериментальными данными позволяет прогнозировать существование острова стабильности в районе $Z = 110 \div 114$ и $N = 178 \div 184$. Ядра на острове стабильности должны иметь повышенную устойчивость по отношению к α - и β -распаду и спонтанному делению. Теоретические оценки показывают, что времена жизни ядер, расположенных в центре острова стабильности могут составлять $\sim 10^5$ лет. Трудность проникновения на остров стабильности связана с тем, что пока не найдены комбинации соответствующих ядер, использование которых в качестве мишени и налетающей частицы позволило бы попасть в центр острова стабильности.

Изотопы, у которых отношение числа нейтронов к числу протонов может быть больше, чем это соответствует области устойчивости, образуются в результате реакций типа (d, p), (n, p), (n, α) и в реакциях деления. Изотопы с недостатком нейтронов получаются

обычно в реакциях (p, n) , (d, n) , (α, n) , $(n, 2n)$. В последние годы для получения ядер, удаленных от долины стабильности, активно используются ускоренные пучки радиоактивных ядер.

4. Закон радиоактивного распада

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Радиоактивный распад — статистический процесс. 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 $N(t)$:

$$dN = -\lambda N(t)dt. \quad (3)$$

Постоянная распада λ — вероятность распада ядра в единицу времени. Интегрируя (3) получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4)$$

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.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (5)$$

Среднее время жизни τ

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (6)$$

Вероятностный характер распада проявляется в том, что наблюдаемая кривая распада представляет совокупность случайных точек, расположенных в окрестности усредненной кривой, убывающей в соответствии с законом (4), см. рис. 5. Случайные отклонения наблюдаемых величин от их средних значений описываются статистическим распределением Пуассона: возможные случайные отклонения наблюдаемого значения $N(t)$ от среднего значения $N_{cp}(t)$ имеют вероятность

$$P(N) = \frac{N_{cp}^N \exp(-N_{cp})}{N!}$$

Дисперсия отклонений этого процесса равна $N_{cp}(t)$, а указанный на рис. 5 для каждой экспериментальной точки доверительный интервал, в пределах которого наблюдаемая величина встречается с вероятностью примерно 68%, составляет $N_{cp}(t) \pm \sqrt{N_{cp}(t)}$ (последнее справедливо при $N(t) \gg 1$).

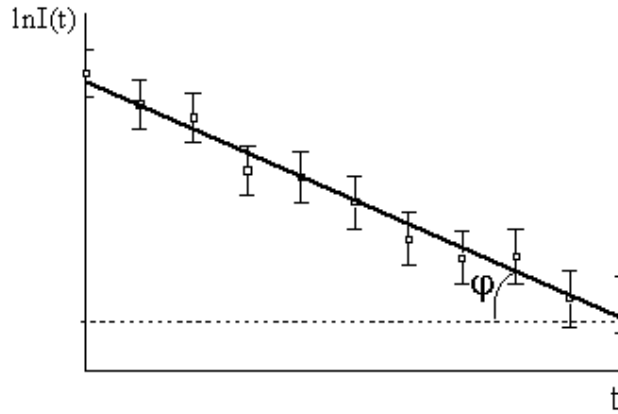


Рис. 5: График распада радиоактивного препарата в полулогарифмическом масштабе. Усредненная жирная линия соответствует закону распада (4).

Активность источника I — среднее количество распадов ядер источника в единицу времени.

$$I(t) = \lambda N(t). \quad (7)$$

За единицу активности принимают число распадов, происходящих за 1 с в 1 г радия, находящегося в 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 (7). 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 (4). 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 однородным источникам (ядра одного изотопа с одним и тем же каналом распада). Активность более сложных источников изменяется по более сложному, чем (7), закону. В частности, зависимость активности от времени может быть представлена суммой двух или нескольких экспонент, т. е.

$$I = I_{01}e^{-\lambda_1 t} + I_{02}e^{-\lambda_2 t} + \dots \quad (8)$$

Последнее показывает, что в источнике присутствует несколько радиоактивных изотопов с различными периодами полураспада. При этом распад каждого из радиоактивных элементов происходит независимо. На рис. 6 в полулогарифмическом масштабе показано изменение во времени активности источника, состоящего из двух компонентов с различными постоянными распада λ_1 и λ_2 .

Соотношение (8) справедливо только в том случае, если радиоактивные изотопы не связаны между собой генетически. Если же радиоактивные ядра типа II образуются из радиоактивных ядер типа I, то зависимость активности источника от времени будет более сложная.

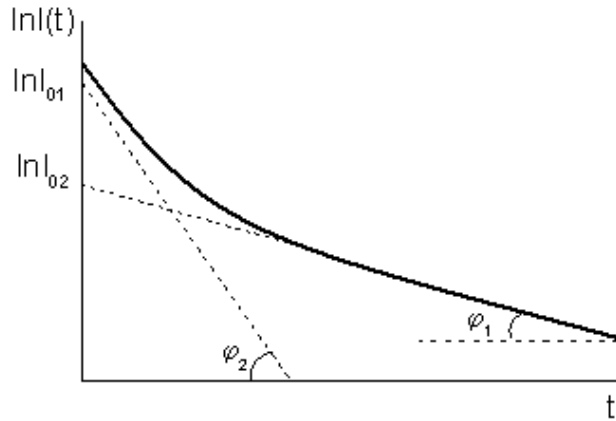


Рис. 6: Изменение во времени усредненной активности источника, состоящего из двух взаимно несвязанных компонентов, см.(8.). Тангенсы углов φ_1 и φ_2 наклона этих прямых будут равны, соответственно, постоянным распада λ_1 и λ_2 , т.е. $\text{tg } \varphi_1 = \lambda_1$; $\text{tg } \varphi_2 = \lambda_2$.

5. Активация изотопа

Активацией называется процесс получения 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.

Напомним, что эффективное сечение σ некоторого процесса характеризует вероятность рассматриваемого 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_c ядер, пересекают ν частиц/см²с, то число актов взаимодействия m , вызванных ими в единицу времени, будет равно

$$m = \nu n_c \sigma \quad (9)$$

Наглядный смысл понятия эффективного сечения ясен из следующего. Рассмотрим какую-либо ядерную реакцию. Заменим каждое ядро мишенью с площадью σ , тогда площадь, занимаемая n_c ядрами, будет равна $n_c \sigma$ и число попаданий в мишени выразится формулой (9). Однако нужно подчеркнуть, что только в отдельных случаях эффективное сечение ядерной реакции примерно равно площади сечения ядра. Так, площадь сечения ядра равна $10^{-24} - 10^{-25}$ см², тогда как эффективное сечение различных ядерных реакций колеблется от 10^{-20} см² (захват тепловых нейтронов) до 10^{-30} см² (возбуждение ядер γ -квантами).

Эффективное сечение измеряется в *барнах*: $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$.

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 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 ра-

диоактивных ядер описывается соотношением $dN = \nu n \sigma dt - \lambda N dt$, или

$$\frac{dN}{dt} = \nu n \sigma - \lambda N. \quad (10)$$

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 $N(t) \rightarrow N_{\text{н}} = \nu n \sigma \tau$.

Величина $N_{\text{н}}$ называется *активацией насыщения*.

Интегрируя соотношение (10), получим зависимость активации $N(t)$ от времени облучения t :

$$N(t) = N_{\text{н}}(1 - e^{-\lambda t}). \quad (11)$$

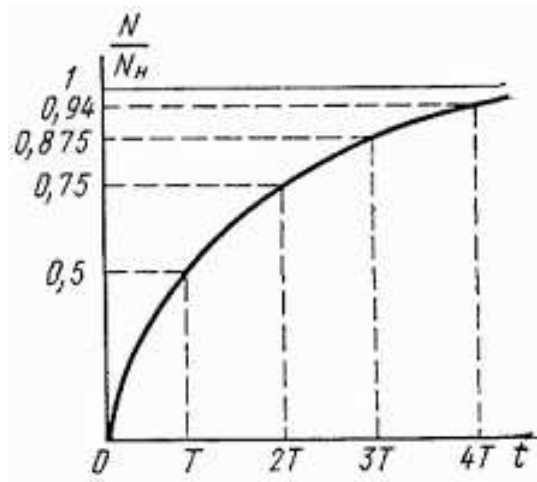


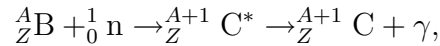
Рис. 7: Кривая активации $N(t) = N_{\text{н}}(1 - e^{-\lambda t})$

График зависимости 11 показан на рис. 7. 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 водородосодержащим 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. Вероятность захвата тепловых нейтронов атомными ядрами обратно пропорциональна их скорости и достигает максимальной величины. Кроме того, тепловые нейтроны, испытывая в парафине большое число соударений, движутся хаотично и могут пересекать облучаемую мишень несколько раз.

При захвате теплового нейтрона ядром с массовым числом A образуется «компаунд» — ядро $A + 1$ в возбужденном состоянии. Избыток энергии, равный энергии связи нейтрона в ядре $A + 1$ (5–8 МэВ), может выделиться в виде γ -квантов. Такие реакции носят название *радиационного захвата* нейтрона. Они могут быть представлены в общем виде как



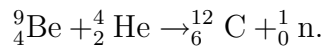
где В — исходное ядро, C^* и С — ядро-продукт соответственно в возбужденном и основном состояниях.

Время жизни ядра в возбужденном состоянии обычно порядка 10^{-12} с, но иногда ядро может оставаться в возбужденном состоянии значительно дольше — минуты, часы и даже годы. Если время жизни возбужденного ядра превышает 10^{-9} с, то говорят, что ядро находится в *метастабильном (изомерном) состоянии*. Ядра, имеющие одинаковое число протонов и нейтронов, но находящиеся в метастабильных состояниях, называются *изомерами*.

Явление ядерной изомерии наблюдается обычно, когда среди возбужденных состояний ядра есть уровень, сильно отличающийся от ниже расположенных по энергии уровней величиной момента количества движения ($|\Delta I| \geq 3$). Поскольку вероятность γ -перехода резко уменьшается с увеличением $|\Delta I|$, то снятие возбуждения с такого уровня сильно затруднено, поэтому время жизни его может достигать нескольких часов и даже лет (в настоящее время наибольший период полураспада возбужденного ядра зарегистрирован у нептуния — $T = 5500$ лет).

В результате реакции типа (n, γ) ядро С может оказаться либо стабильным, либо радиоактивным. Как правило, захват нейтронов приводит к образованию β^- -радиоактивных ядер.

Для получения нейтронов можно воспользоваться несколькими типами ядерных реакций. В частности, широкое применение находят 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, образующихся в реакции

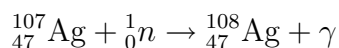


В этом случае получают нейтроны, обладающие практически сплошным спектром энергий от 0 до 13 МэВ. Выход нейтронов в этом источнике составляет $\approx 10^7$ нейтр/с.

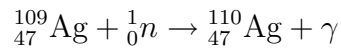
Примером источника нейтронов, основанным на реакции (γ, n) , является смесь радия и бериллия. Здесь источник нейтронов представляет собой систему из двух запаянных ампул. При этом внутри ампулы с порошком бериллия помещается ампула с солями радия таким образом, что на бериллий действует только γ -излучение, проходящее через стенки внутренней ампулы. Реакция образования нейтронов идет по схеме ${}^9\text{Be} + \gamma \rightarrow {}^8\text{Be} + n$. Интенсивность такого источника не очень высока и составляет $\approx 10^5$ нейтр/с, однако он обладает тем преимуществом, что испускает монохроматические нейтроны с энергией 110 кэВ.

6. Изотопы серебра ${}^{108}\text{Ag}$ и ${}^{110}\text{Ag}$

Естественная смесь изотопов серебра состоит из двух стабильных изотопов ${}^{107}\text{Ag}$ (51,8%) и ${}^{109}\text{Ag}$ (48,2%). При облучении естественной смеси изотопов серебра нейтронами образуются изотоп ${}^{108}\text{Ag}$ с периодом полураспада $T_1 = 2,4$ мин и изотоп ${}^{110}\text{Ag}$ с периодом полураспада $T_2 = 24,2$ с.



(эффективное сечение (n,γ) -реакции $\sigma = 31$ б),



(эффективное сечение (n,γ) -реакции $\sigma = 87$ б).

Образующийся изотоп ${}^{110}\text{Ag}$ β^- -радиоактивен. В результате β^- -распада с испусканием электронов и электронного антинейтрино изотоп ${}^{110}\text{Ag}$ превращается в стабильный изотоп ${}^{110}\text{Cd}$:

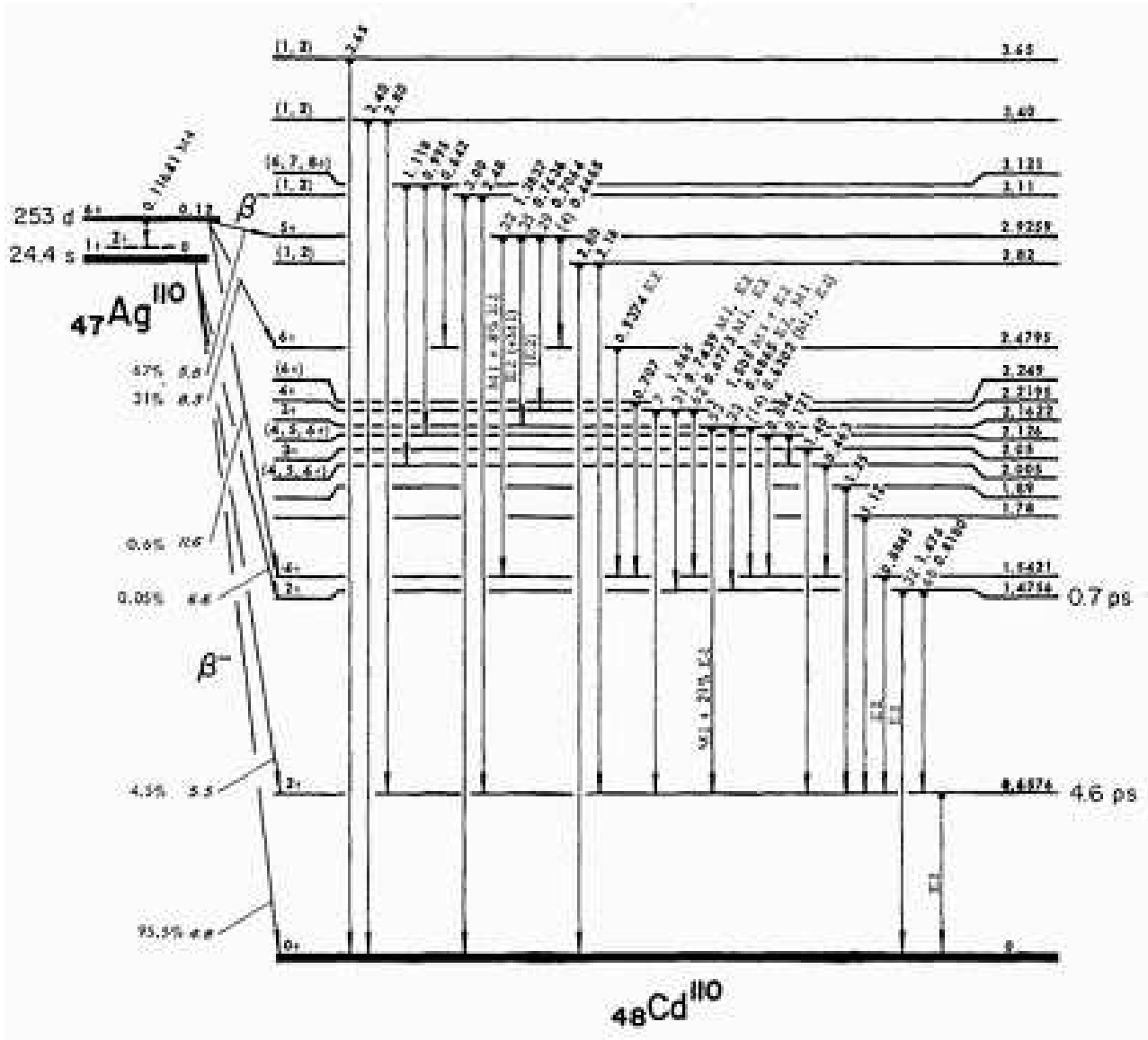
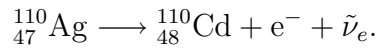
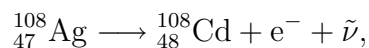
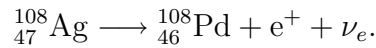


Рис. 8: Схема β^- -распада ${}^{110}\text{Ag}$

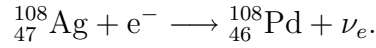
Схема распада ${}^{108}\text{Ag}$ более сложная. В подавляющем большинстве случаев этот изотоп также распадается в результате β^- -распада.



Однако в 0,28% случаев распад изотопа ^{108}Ag происходит в результате β^+ -распада с испусканием позитрона и электронного антинейтрино $\tilde{\nu}_e$.



В 1,7% случаев происходит e-захват.



Непосредственно на опыте измеряется β^- -активность $I(t)$ изотопов ^{108}Ag и ^{110}Ag .

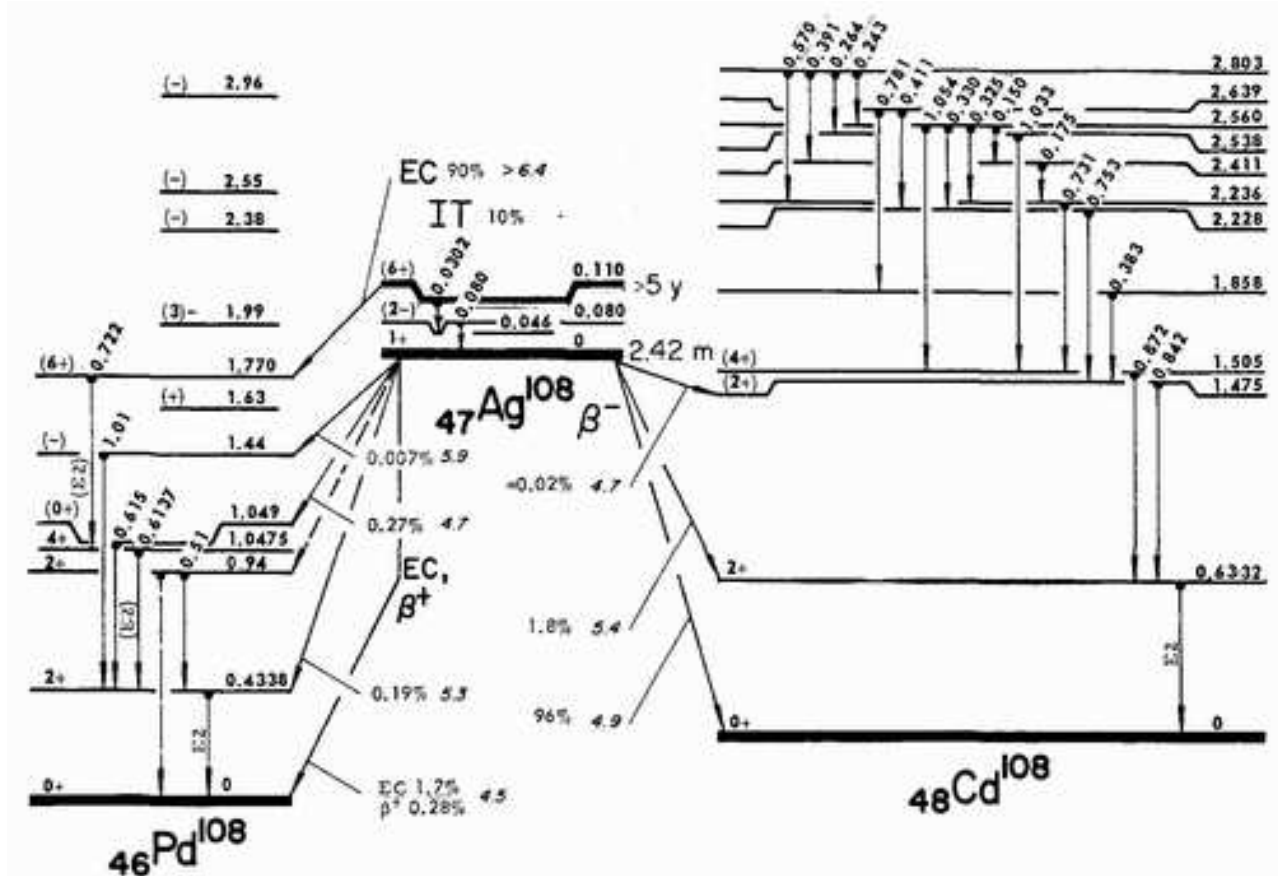


Рис. 9: Схема распада ^{108}Ag

Кривая распада изотопов серебра ^{108}Ag и ^{110}Ag представляет сумму двух экспоненциальных функций:

$$I = I_0 e^{-\lambda_1 t} + I_0 e^{-\lambda_2 t},$$

где I_0 , I_0 — интенсивность обоих изотопов в начальный момент времени $t = 0$.

Построение этой кривой в полупологарифмическом масштабе позволяет наглядно проследить изменение во времени величины эффективной «постоянной распада» (т. е. угла наклона кривой) суммарного распада изотопов, равной

$$\lambda_{\text{эфф}} = -\frac{d(\ln I)}{dt} = \frac{\lambda_1 I_0 e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 I_0 e^{-\lambda_2 t}}{I_0 e^{-\lambda_1 t} + I_0 e^{-\lambda_2 t}}$$

Максимальная величина скорости распада наблюдается в начальный момент времени:

$$\lambda_{\text{эфф}} = \frac{\lambda_1 I_{01} + \lambda_2 I_{02}}{I_{01} + I_{02}}$$

При $t > 1/\lambda_1$ (пусть $\lambda_1 > \lambda_2$) величина $\lambda_{\text{эфф}} \rightarrow \lambda_2$.

Рассматриваемую кривую распада в полулогарифмическом масштабе нельзя представить как сумму двух линий. Тем не менее, благодаря «линейному хвосту» ($\lambda_{\text{эфф}}$ практически равна λ_2 для времени измерения $t \gg T_2$) на кривой распада можно выделить две линии, представляющие изменение во времени активности каждого из изотопов ^{108}Ag ($T_1 = 2,4$ мин) и ^{110}Ag ($T_2 = 24,2$ с). Тангенсы углов φ_1 и φ_2 наклона этих прямых будут равны, соответственно, постоянным распада λ_1 и λ_2 , т.е. $\text{tg } \varphi_1 = \lambda_1$; $\text{tg } \varphi_2 = \lambda_2$.

7. Газонаполненные детекторы

Газонаполненные детекторы (счетчики) благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне являются широко распространенными приборами регистрации излучений. Такой детектор представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода (рис. 10).

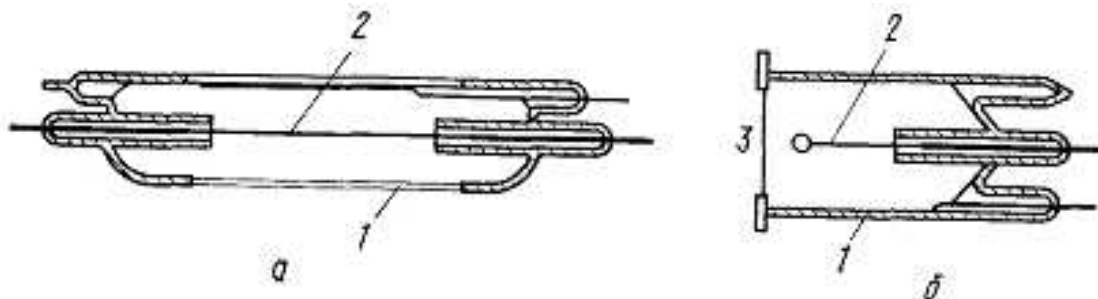


Рис. 10: Различные типы счетчиков Гейгера: а) цилиндрический; б) торцевой.

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 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, иногда азот и водород с различными примесями.

Детектор включается в электрическую цепь, схема которой показана на рис. 11. Здесь C_i — общая емкость счетчика и входа усилителя; R_i — сопротивление нагрузки. На счетчик подают высокое напряжение V , создающее в газовом объеме счетчика электрическое поле E .

Рабочее напряжение, подаваемое на электроды счетчика, зависит от давления газа, которое для различных режимов работы детектора может меняться в широких пределах.

Регистрация частиц происходит следующим образом. Частица ядерного излучения, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа. Импульс напряжения на сопротивление R_i усиливается и подается на регистрирующую аппаратуру.

Электроны, тяжелые положительные и отрицательные ионы, образованные ионизирующей частицей, начинают двигаться в электрическом поле, испытывая многократные

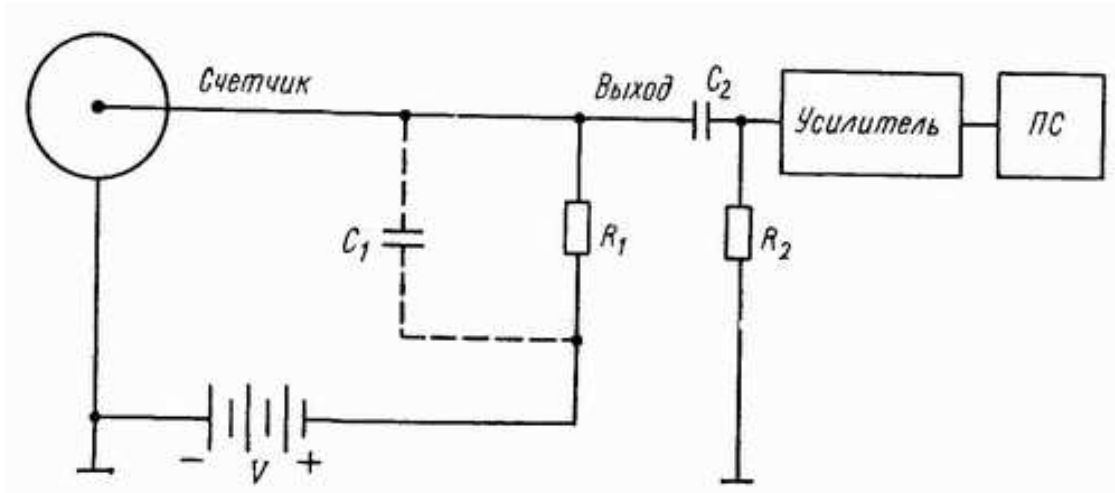


Рис. 11: Схема включения счетчика Гейгера.

столкновения, упругие и неупругие, с молекулами газа. Средняя скорость направленного движения пропорциональна напряженности ϵ 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. 12 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного 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 вольт-амперной характеристикой). Каждую кривую можно разделить на характерные участки.

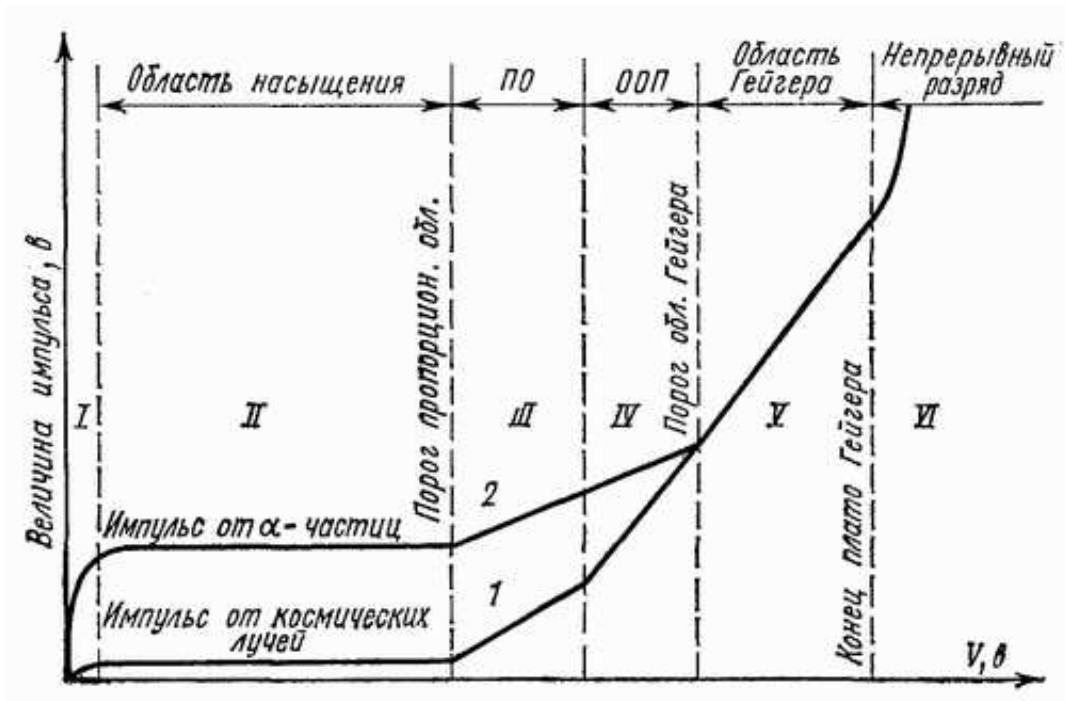


Рис. 12: Вольт-амперная характеристика счетчика в различных областях напряжений.

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 этой 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 – 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 нараста-

ет. В результате возникает электронная лавина.

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, см. рис. 13). При дальнейшем увеличении напряжения счетчик переходит в режим спонтанного разряда.

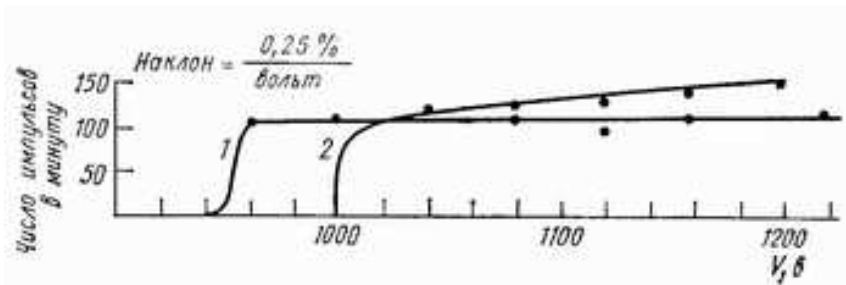


Рис. 13: Счетная характеристика счетчика Гейгера: 1 — наполненного аргон с добавлением 10% паров спирта; 2 — тот же счетчик с добавлением 2% воздуха.

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. 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. 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 1–2%.

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 объем детектора.

8. Контрольные вопросы и задачи

1. Определить соотношение между числом радиоактивных $^{108}_{47}\text{Ag}$ и $^{110}_{47}\text{Ag}$ после 7 мин облучения серебряной пластинки в потоке тепловых нейтроном. Найти соотношение между активностями $^{108}_{47}\text{Ag}$ и $^{110}_{47}\text{Ag}$ в момент окончания облучения.
2. Суммарное количество активных ядер $^{108}_{47}\text{Ag}$ и $^{110}_{47}\text{Ag}$ через 20 с после окончания 15-минутного облучения серебряной пластинки в потоке тепловых нейтронов равно $71 \cdot 10^5$ ядер. Количество активных ядер $^{108}_{47}\text{Ag}$ при этом равно $54 \cdot 10^5$ ядер. Определить отношение эффективных сечений; захвата изотопов $^{108}_{47}\text{Ag}$ и $^{110}_{47}\text{Ag}$.
3. Являясь продуктом распада урана, радий содержится в нем в количестве 1 атома на $2,8 \cdot 10^6$ атомов урана. Определить период полураспада урана при условии $T_{238\text{U}} \gg T_{226\text{Ra}}$ ($T_{226\text{Ra}} = 1622$ года).
4. Урановая смоляная руда из Катанги (Африка) содержит 75% (по весу) $^{238}_{92}\text{U}$ и 6.5% $^{208}_{82}\text{Pb}$. Определить возраст породы, считая, что весь свинец образовался в результате распада ^{238}U .
5. Определить количество свинца, образовавшегося из 500 г чистого изотопа урана ^{238}U за время, равное возрасту Земли ($4,5 \cdot 10^9$ лет). $T_{238\text{U}} = 4,56 \cdot 10^9$ лет.
6. Найти количество β -частиц, испущенных за 3 мин Al-пластинкой весом в 5 г, после двухминутного облучения ее в потоке тепловых нейтронов интенсивностью $5 \cdot 10^7$ нейтр/см²с.
7. Найти активность Al-пластинки через 1 мин после окончания двухминутного облучения ее в потоке тепловых нейтронов интенсивностью $5 \cdot 10^7$ нейтр/см с. Вес пластинки 2 г.
8. Серебряная пластинка толщиной 0,1 мм и площадью 20 см² облучалась в параллельном потоке тепловых нейтронов интенсивностью $5 \cdot 10^7$ нейтр/см²с в течение 5 мин. Найти ее активность в момент окончания облучения.
9. Определить сечение активации атомов ^{127}I тепловыми нейтронами, если известно, что спустя 50 мин после окончания облучения в изотропном потоке тепловых нейтронов интенсивностью $0,5 \cdot 10^{12}$ нейтр/см²с до насыщения активность тонкого слоя иода весом $3,3 \cdot 10^{-4}$ г была равна 66,7 микрокюри (изотропный поток тепловых нейтронов наводит вдвое большую активность, чем такой же параллельный поток).
10. В ядерный реактор с плотностью тепловых нейтронов 10^{11} нейтр/с на 20 час помещен образец $^{59}_{27}\text{Co}$. Исследования на масс-спектрометре показали, что образец содержит 3,4% $^{60}_{27}\text{Co}$ и 96.6% $^{59}_{27}\text{Co}$. Найти эффективное сечение активации изотопов кобальта.