

# Лабораторная работа №13

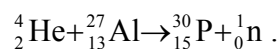
## Определение периода полураспада изотопа ${}_{13}^{28}\text{Al}$

Целью работы является изучение искусственной радиоактивности изотопа  ${}_{13}^{28}\text{Al}$ , образующегося при облучении стабильного изотопа  ${}_{13}^{27}\text{Al}$  тепловыми нейтронами. На основе измерений активации и распада определяется период полураспада  $T_{1/2}$  изотопа  ${}_{13}^{28}\text{Al}$ .

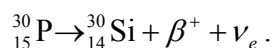
1. Введение
2. Экспериментальная установка
3. Порядок выполнения работы
4. Искусственная радиоактивность
5. Закон радиоактивного распада
6. Активация изотопа
7. Счетчик Гейгера
8. Контрольные вопросы и задачи

### 1. Введение

Явление радиоактивности было открыто в 1896 г. Беккерелем, обнаружившим, что минерал, содержащий уран, самопроизвольно испускает излучение, которое вызывает почернение находящейся рядом с ним закрытой непрозрачной бумагой фотопластинки. Вскоре были обнаружены другие радиоактивные элементы, такие как торий  ${}_{90}^{232}\text{Th}$ , полоний  ${}_{84}^{210}\text{Po}$ , радий  ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ , изотопы актиния  ${}_{89}\text{Ac}$  и некоторые другие (Пьер Мария Кюри, Резерфорд, Содди). В 1933 году Ирэн и Фредерик Жолио-Кюри открыли явление искусственной радиоактивности ядер. При облучении тонкой алюминиевой фольги  $\alpha$ -частицами с энергией 5,3 МэВ, которые испускал радиоактивный источник, содержащий  ${}^{210}\text{Po}$ , было обнаружено, что мишень становится радиоактивной. После окончания облучения активность мишени уменьшалась в 2 раза примерно за 3 мин. После тщательного химического анализа было установлено, что в результате облучения  $\alpha$ -частицами изотопа  ${}^{27}\text{Al}$  образуется радиоактивный изотоп  ${}^{30}\text{P}$



Образующийся  $\beta^+$ -радиоактивный изотоп  ${}^{30}\text{P}$  распадался, превращаясь в стабильный изотоп  ${}^{30}\text{Si}$



Период полураспада изотопа  ${}^{30}\text{P}$  по современным данным составляет 2,5 минуты ( $T_{1/2} = 2,5$  мин.).

Искусственно радиоактивные ядра получают в ядерных реакциях при бомбардировке как стабильных, так и радиоактивных ядер различными частицами. Такие ядра могут испускать  $\alpha$ -частицы (ядра гелия  ${}^4_2\text{He}$ ),  $\beta$ -частицы (электроны, позитроны),  $\gamma$ -кванты. Необходимым условием самопроизвольного распада ядра массы  $M$  является выполнение закона сохранения энергии

$$Mc^2 = \sum_i m_i c^2 + E, \quad (1)$$

где  $m_i$  — массы всех продуктов распада,  $E$  — полная выделяющаяся при распаде энергия. При радиоактивном распаде должны выполняться и другие законы сохранения. Например, закон сохранения электрического заряда, закон сохранения барионного и лептонного зарядов, закон сохранения импульса и др.

Существует большое число как естественных, так и искусственно полученных изотопов с различными числами нейтронов  $N$  и протонов  $Z$ . На рис. 1 показана  $NZ$ -диаграмма атомных ядер. Совокупность стабильных изотопов, отмеченных черными точками, образует узкую дорожку стабильности. Сплошными линиями ограничена область  $\beta^\pm$ -радиоактивных ядер, полученных, главным образом, искусственным путем. Границы нуклонной стабильности ( $B_n = B_p = 0$ ) и линия  $N = Z$  отмечены на диаграмме рис. 1 пунктирами. Вне этих границ ядра не существуют, так как такие образования распадаются с испусканием одного или нескольких нуклонов за характерное ядерное время порядка  $10^{-21}$ - $10^{-23}$  с. Числами показано количество нейтронов и протонов в заполненных оболочках ядер. На дорожке стабильности у легких ядер  $N \approx Z$ , а у средних тяжелых ядер  $N > Z$  и соотношение между числом нейтронов  $N$  и числом протонов  $Z$  ядер описывается формулой долины стабильности

$$\frac{N}{Z} = 0,48 + 0,015 \cdot A^{2/3}. \quad (2)$$

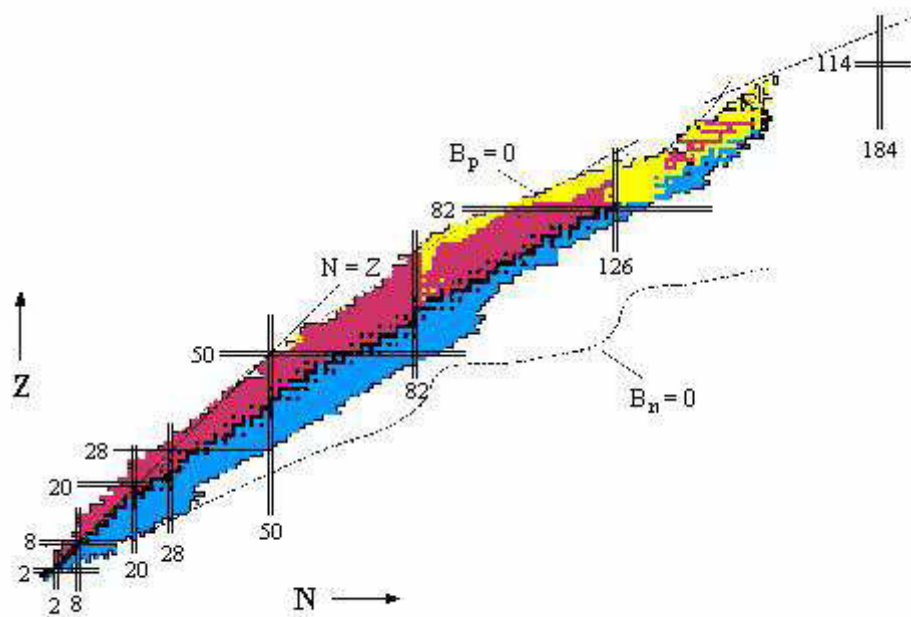
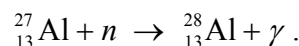


Рис. 1.  $NZ$ -диаграмма атомных ядер.

В настоящей работе изучается образование радиоактивного изотопа  ${}^{28}_{13}\text{Al}$ , получающегося при облучении стабильного изотопа  ${}^{27}_{13}\text{Al}$  тепловыми нейтронами



Изучаемая реакция захвата нейтрона ядром  ${}^{27}_{13}\text{Al}$  имеет сечение поглощения тепловых нейтронов  $\sigma = 0,241 \pm 0,003$  б. Изотоп  ${}^{28}_{13}\text{Al}^*$  образуется в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения определяется энергией связи нейтрона и его кинетической энергией. Возбуждение снимается испусканием одного или нескольких фотонов. Основное состояние ядра  ${}^{28}\text{Al}$  радиоактивно и испытывает  $\beta^-$ -распад на возбужденное состояние

ядра  ${}^{28}_{14}\text{Si}^*$  ( $E_{\text{возб.}}=1,78 \text{ МэВ}$ ) с периодом полураспада около 130 секунд с испусканием электрона  $e^-$  и электронного антинейтрино  $\tilde{\nu}_e$

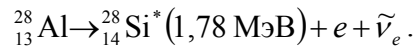


Схема его распада показана на рис. 2. Максимальная энергия  $\beta$ -распада  $E_{\text{max}} = 2863,2 \text{ кэВ}$ . Переход из основного состояния  ${}^{28}\text{Al}$  со спином и четностью  $J^P = 3^+$  на основное состояние  ${}^{28}\text{Si}$  с  $J^P = 0^+$  сильно подавлен из-за большой разницы их спинов ( $\Delta J = 3$ ).  $\beta$ -распад  ${}^{28}\text{Al}$  происходит на первое возбужденное состояние ядра  ${}^{28}\text{Si}$  с энергией  $1,779 \text{ МэВ}$  и спином  $J^P = 2^+$  с последующим испусканием  $\gamma$ -кванта.

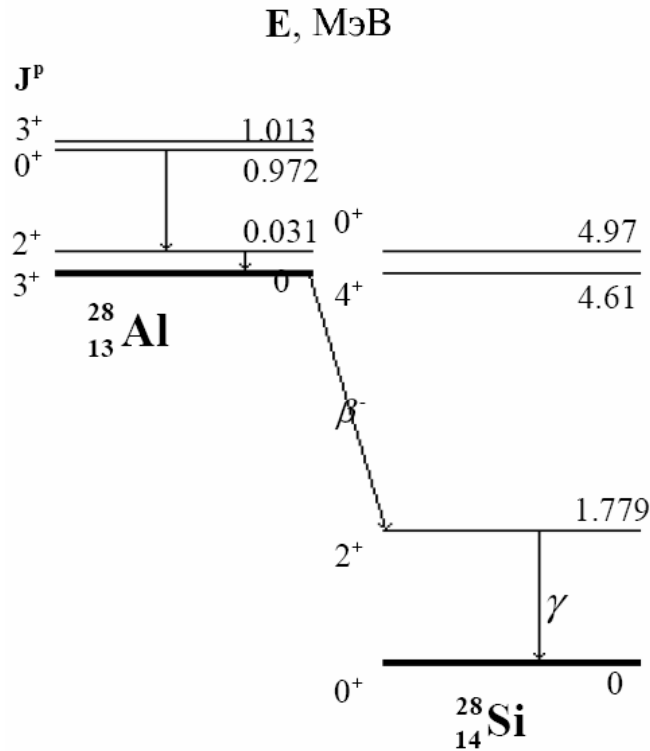


Рис. 2. Схема распада  ${}^{28}_{13}\text{Al}$ . E — энергия возбужденного состояния ядра,  $J^P$  — спин и четность состояния.

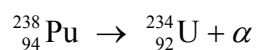
В опыте измеряется  $\beta^-$  активность  $I(t)$  изотопа  ${}^{28}_{13}\text{Al}$ , которая связана с числом распадающихся в единицу времени ядер  $N(t)$  соотношением

$$I(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t),$$

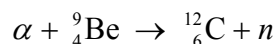
где  $\lambda$  — вероятность распада ядер в единицу времени (постоянная распада).

## 2. Экспериментальная установка

В настоящей работе для активации изотопа  ${}^{28}_{13}\text{Al}$  используется плутониево-бериллиевый (Pu Be) источник тепловых нейтронов мощностью  $10^6$ - $10^7$  нейтронов/с (рис. 3). Нейтронный источник представляет собой смесь изотопов плутония и бериллия. Образующиеся в результате  $\alpha$ -распада ядра  ${}^{238}_{94}\text{Pu}$   $\alpha$ -частицы



взаимодействуют с ядрами  ${}^9_4\text{Be}$ , и в результате реакции



образуются нейтроны, имеющие энергию несколько МэВ.

Для замедления нейтронов до тепловых скоростей источник помещен в блок из оргстекла и парафиновый блок в соответствующей защите из кадмия и свинца, как показано на рис. 3. Тонкий слой кадмия Cd поглощает практически все тепловые нейтроны, падающие на него. При этом испускаются  $\gamma$ -кванты, поглощаемые слоем свинца.

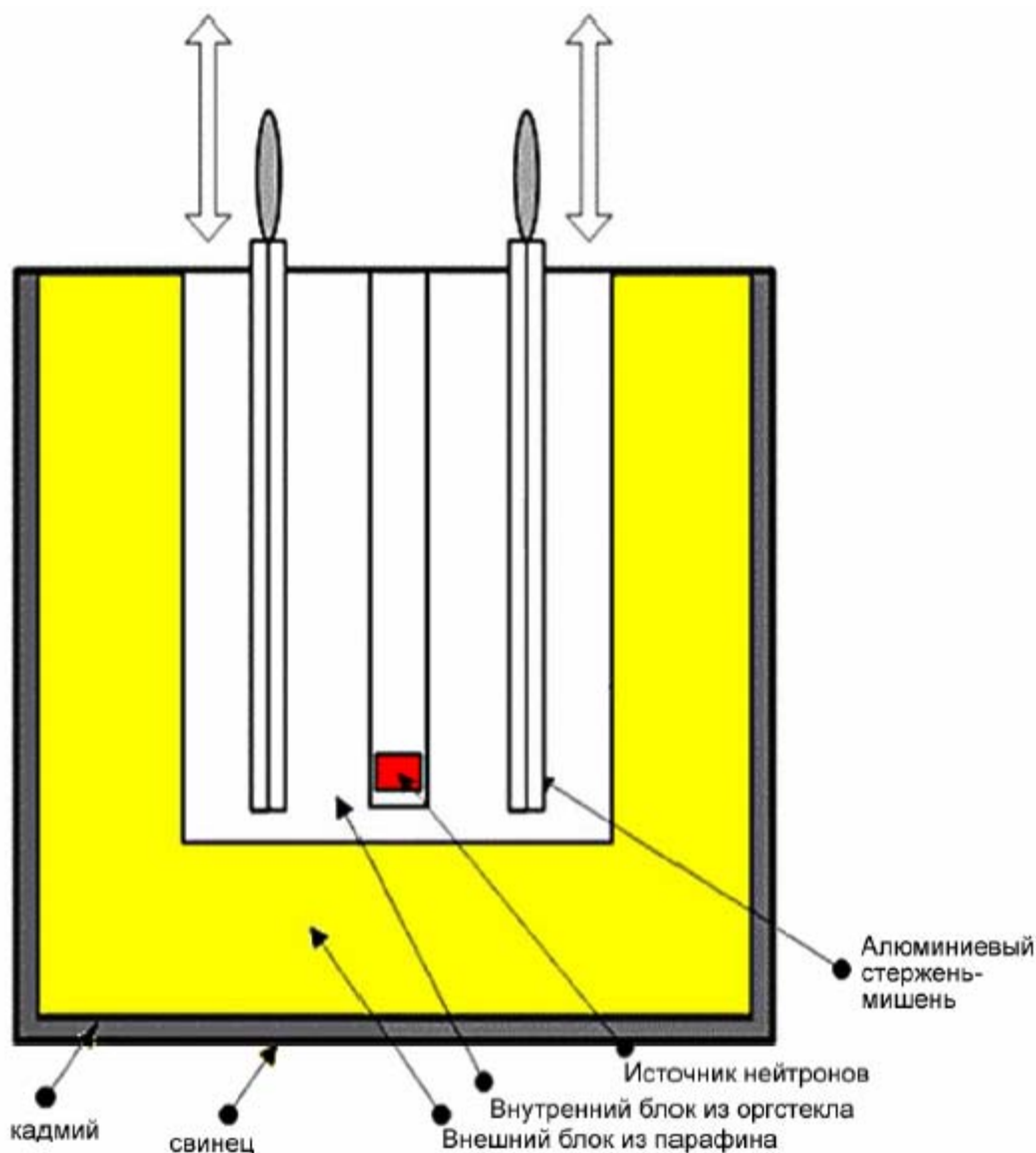


Рис. 3: Схема установки для облучения алюминиевых стержней.

При облучении алюминиевый стержень размером  $600 \times 18 \times 2 \text{ мм}^3$  вставляется в специальный паз в блоке из оргстекла, расположенный на расстоянии нескольких сантиметров от источника нейтронов. Поэтому положение алюминиевого стержня всегда строго фиксировано относительно источника нейтронов. Источник нейтронов закрыт сверху заглушкой из оргстекла, чтобы исключить возможность вылета нейтронов от источника за пределы установки.

Наведенная  $\beta$ -активность измеряется при помощи счетчика Гейгера с толщиной стенки  $0,065 \text{ г/см}^2$ . Схема установки для измерения активности показана на рис. 4. Для уменьшения влияния фона счетчик экранирован со всех сторон свинцом. Активированный алюминиевый стержень вставляется в специальный паз свинцового блока детектора таким образом, что он находится всегда в одном и том же положении относительно счетчика  $\beta$ -излучения. Описание работы счетчика приведено п. 7.

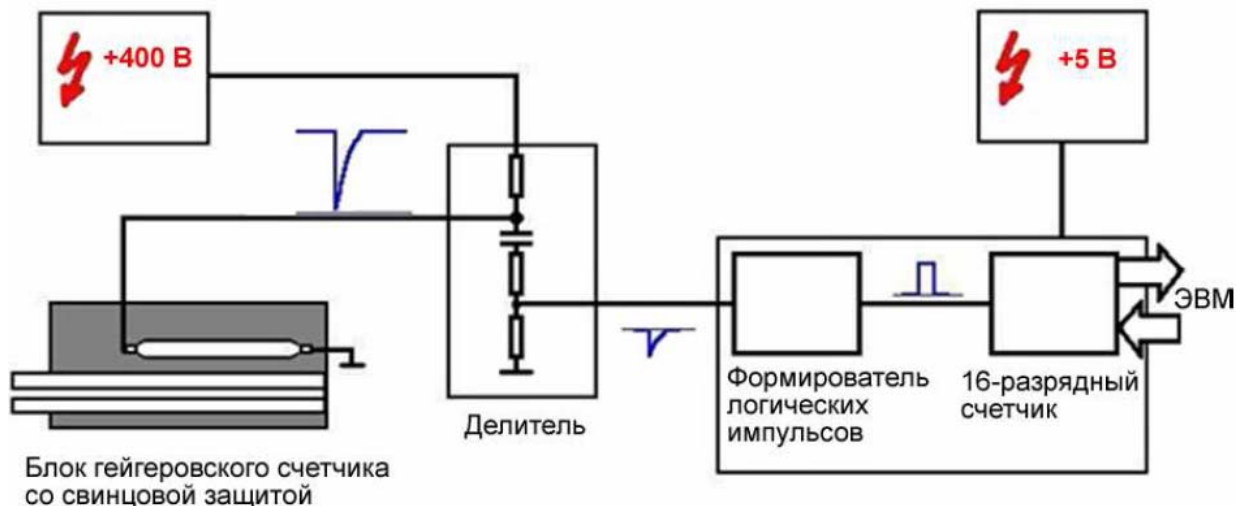


Рис. 4: Схема установки для измерения активности изотопа.

### 3. Порядок выполнения работы

Измерение кривой распада образующегося изотопа  $^{28}\text{Al}$  проводится после облучения алюминиевого стержня в нейтронном источнике и переноса его в блок счетчика Гейгера. Активность облученного стержня, перенесенного в блок счетчика Гейгера, измеряется с шагом по времени  $\Delta t$ . Интервал  $\Delta t$  должен быть малым по сравнению периодом полураспада  $T_{1/2}$ , и величину  $\Delta t$  можно выбрать равной  $\Delta t \approx (T_{1/2}/20 \div T_{1/2}/5)$ . Продолжительность каждого измерения кривой распада должно быть не менее 8 - 9 периодов полураспада, что обеспечивает достаточный спад активности облученного образца. Кривая активации должна быть измерена при нескольких значениях времени облучения (рекомендуется провести 5 – 6 облучений разной длительности). Максимальное время облучения необходимо выбрать не менее 7 периодов полураспада  $T_{1/2}$ , что обеспечивает выход в область насыщения активности. Минимальное время облучения рекомендуется выбрать равным  $T_{1/2}/2$ . Для того, чтобы уменьшить влияние остаточной активности облученного образца на последующие измерения, их следует проводить в порядке увеличения времени активации.

Работа блока счетчика Гейгера начинается с момента начала облучения, время активации следует учитывать при планировании общего времени измерения. Все данные записываются в файл. Выделить фрагмент набора данных, относящийся к радиоактивному распаду исследуемого ядра, не составляет труда (см. рис. 5). Данные, относящиеся ко времени активации, когда стержень находится вне блока счетчика Гейгера, можно использовать для определения величины радиоактивного фона.

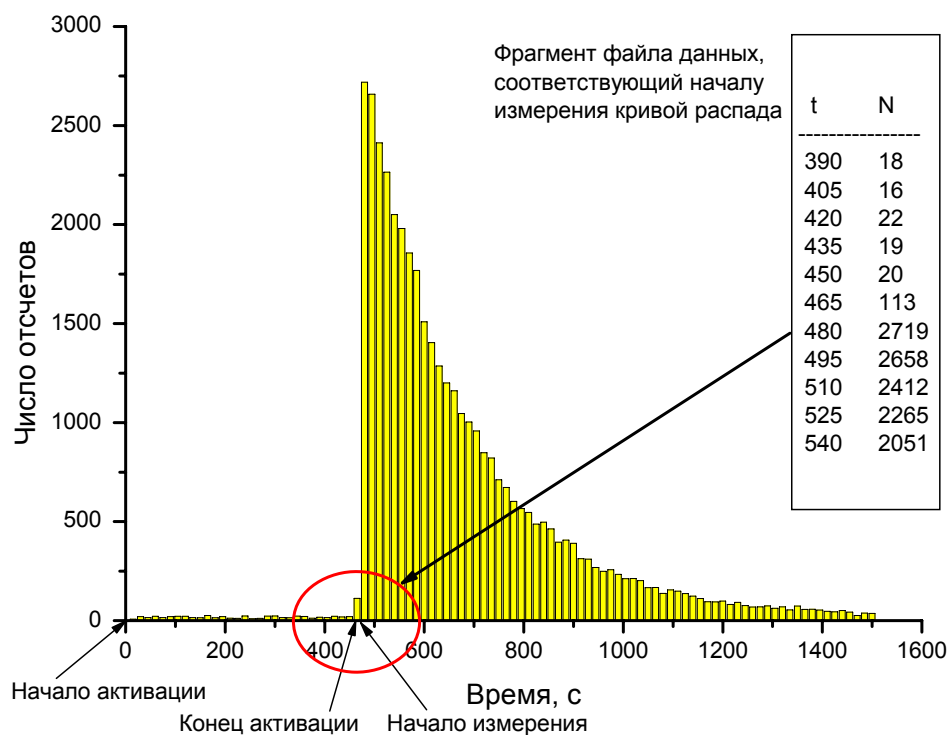


Рис. 5. Пример графического отображения файла данных. Измерение включает в себя как время активации, так и время, в течение которого происходит распад ядер  $^{28}\text{Al}$ . В эксперименте рекомендуется начинать регистрацию ПОСЛЕ вставления облученной шпаги в паз детекторной части установки для упрощения последующей обработки данных.

Для каждой измеренной кривой распада необходимо построить зависимость изменения активности облученного образца от времени измерения (рис. 6). Провести аппроксимацию данных экспонентой с постоянным фоном.

Результаты аппроксимации, такие как уравнение функции, величина  $\chi^2$ , метод взвешивания данных и значения полученных параметров функции с погрешностями должны быть представлены вместе с рисунками. Для наглядности на графиках должны присутствовать линии координатной сетки.

На основе полученных результатов для каждого измерения необходимо определить постоянную распада  $\lambda$  (соотношение 7) и период полураспада  $T_{1/2}$  (соотношение 5) изотопа  $^{28}\text{Al}$ , а также активность образца на момент прекращения облучения (соотношение 7). Полученные параметры радиоактивного распада представить с указанием погрешностей.

Используя полученные значения начальной активности построить активационную кривую — зависимость наведенной активности от времени облучения (рис. 9). По результатам аппроксимации определить постоянную распада  $\lambda$ , период полураспада  $T_{1/2}$  и активацию насыщения  $N_{\text{нас}}$ . (соотношение 11).

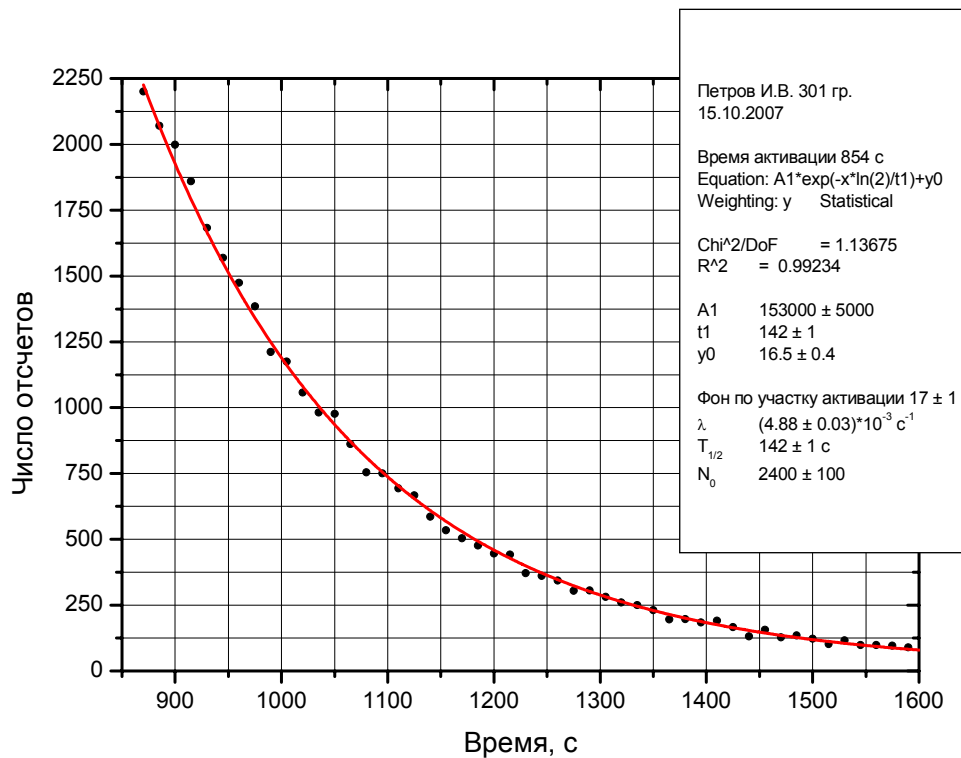


Рис. 6. Представление результатов аппроксимации кривой распада экспонентой с постоянным фоном на линейной шкале.

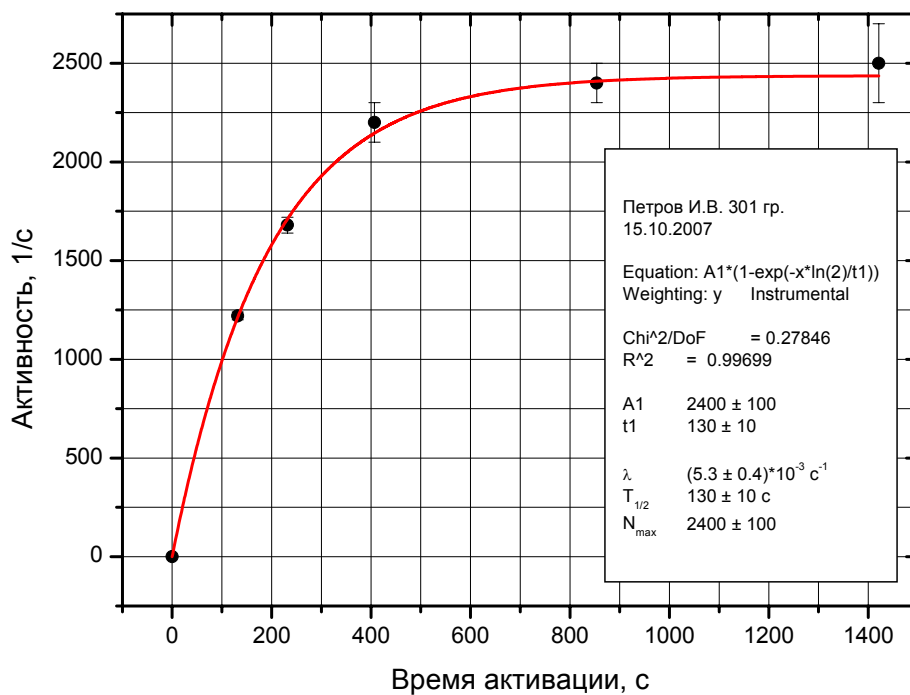


Рис. 7. Представление результатов аппроксимации кривой активации.

## 4. Искусственная радиоактивность

В настоящее время насчитывается более 2700 искусственно радиоактивных ядер (рис. 1). Они получены для всех элементов периодической системы от водорода ( $Z = 1$ ) до трансураниевых элементов максимально достигнутыми  $Z = 118$   $A = 293$ .

По оценкам число таких ядер, расположенных на диаграмме рис. 1 между линиями  $B_p = 0$   $B_n = 0$ , может достигать величины около 6000. В ядерных реакциях типа  $(d, p)$ ,  $(n, p)$ ,  $(\gamma, p)$  и т.д. образуются изотопы с большим отношением числа нейтронов к числу протонов, чем исходных ядер. Полученные изотопы могут выйти за пределы дорожки  $\beta$ -стабильности и быть  $\beta^-$ -активными. В реакциях, в которых отношение  $N/Z$  продуктов реакции уменьшается, например,  $(d, n)$ ,  $(p, n)$ ,  $(\alpha, n)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(\gamma, n)$  т. д. могут образоваться  $\beta^+$ -радиоактивные изотопы или ядра, испытывающие  $e$ -захват. При делении тяжелых ядер, например, в ядерных реакторах осколки деления перегружены нейтронами и могут испытывать  $\beta^-$ -распад. Как облучающие частицы в реакциях удобно использовать нейтроны и  $\gamma$ -кванты. В этом случае нет кулоновского барьера, препятствующего взаимодействию налетающей заряженной частицы с ядром.

Для получения нейтронов применяются реакции  $(\alpha, n)$ ,  $(\gamma, n)$  с использованием радиоактивных ядер, испускающих  $\alpha$ -частицы или  $\gamma$ -кванты. Достаточно часто используется реакция  ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$ , имеющая большой энергетический выход  $Q = 5,71$  МэВ и сравнительно большое сечение. Энергия связи нейтрона в ядре  ${}^9_4\text{Be}$  равна 1,67 МэВ. Источник нейтронов представляет собой механическую смесь, сплав или химическое соединение  $\alpha$ -радиоактивного изотопа с порошком бериллия в герметичной упаковке. В качестве  $\alpha$ -излучателей используют изотопы  ${}^{210}_{84}\text{Po}$  ( $T_{1/2} = 139$  суток, кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha = 5,3$  МэВ),  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 2,4 \cdot 10^4$  лет,  $E_\alpha = 5,2$  МэВ),  ${}^{238}_{94}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 87$  лет,  $E_\alpha = 5,6$  МэВ). Выход нейтронов таких источников может достигать  $10^7 - 10^8$  нейтронов/с. Спектр нейтронов имеет непрерывный характер и лежит в пределах от нескольких кэВ до 10 – 12 МэВ. Непрерывность спектра определяется различными потерями энергии  $\alpha$ -частицами при их торможении в веществе источника до взаимодействия с ядрами  ${}^9_4\text{Be}$ , а также разной энергией, передаваемой остаточному ядру  ${}^{12}_6\text{C}$ , в зависимости от угла вылета нейтрона относительно направления движения  $\alpha$ -частицы. Кроме  ${}^9_4\text{Be}$ , для получения нейтронов используют также такие легкие элементы, как бор и литий; нейтронный выход при этом в несколько раз меньше.

Интенсивность потока нейтронов от фотонейтронных источников в реакциях  $(\gamma, n)$  не очень велика и достигает  $10^6$  нейтр./г(Ra)с. Гамма-кванты образуются в процессе  $\beta$ -распада. Реакция под действием  $\gamma$ -квантов с относительно малой энергией может идти только на ядрах  ${}^9_4\text{Be}$  и  ${}^2_1\text{D}$ , имеющих малую величину энергии связи нейтрона. Из-за малого импульса  $\gamma$ -квантов источник испускает почти моноэнергетические нейтроны с энергией в разных случаях от десятка кэВ до примерно 1 МэВ, которые однако сопровождаются большим  $\gamma$ -фоном.

## 5. Закон радиоактивного распада

Закон радиоактивного распада был сформулирован Резерфордом и Содди 1902 году. Радиоактивность — процесс статистический. Характеристикой такого случайного процесса является вероятность распада ядер  $\lambda$  в единицу времени. **Нельзя указать, когда распадется данное конкретное ядро.** Для большого числа одинаковых радиоактивных ядер  $N$  в единицу времени в среднем распадется  $\lambda N$  ядер. За малый промежуток времени  $dt$  число распадов  $dN$  равно



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

Знак « $\rightarrow$ » означает, что со временем в процессе распада число радиоактивных ядер уменьшается. Проинтегрировав выражение (3), получим основной закон радиоактивного распада

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

где начальное условие  $N(t) = N_0$  при  $t = 0$ . Через постоянную  $\lambda$  выражаются и другие параметры радиоактивного распада: период полураспада  $T_{1/2}$ , определяющий время распада половины имеющихся в источнике ядер, среднее время жизни ядра  $\tau = 1/\lambda$ . Таким образом, величины  $\tau$ ,  $T_{1/2}$  и  $\lambda$  связаны между собой соотношением

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

Активность  $I(t)$  радиоактивного источника определяет количество ядер, распадающихся в единицу времени

$$I(t) = \lambda N = -\frac{dN}{dt} . \quad (6)$$

Единицами активности являются

$$\begin{aligned} 1 \text{ Бк (беккерель)} &= 1 \text{ распад/с,} \\ 1 \text{ Ки (кюри)} &= 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк.} \end{aligned}$$

Основной закон распада (4) описывает статистически средние величины и справедлив при достаточно большом числе распадающихся ядер  $N$ . Поэтому экспериментальные значения интенсивности счета (активности)  $I(t)$  всегда будут иметь статистические отклонения от этой зависимости. На рис. 8 показана измеренная активность источника  $I$  в зависимости от времени измерения  $t$ .

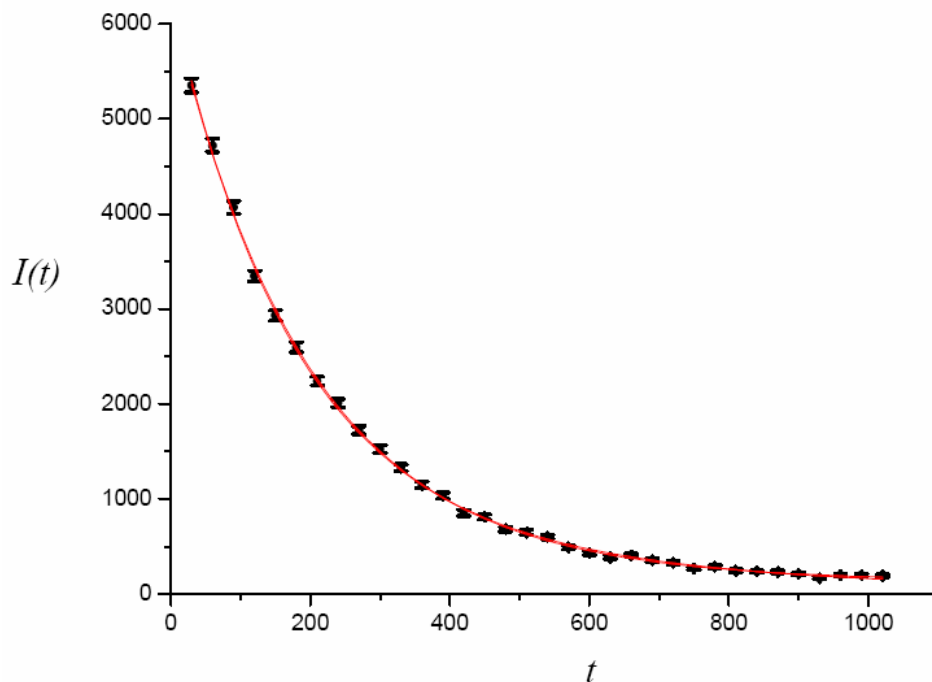


Рис. 8. Зависимость интенсивности счета импульсов  $I(t)$  от времени измерения  $t$ . Показаны статистические ошибки.

Логарифм активности радиоактивного источника равен

$$\ln I(t) = \ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t. \quad (7)$$

На рис. 9 приведена та же зависимость (4) в логарифмическом масштабе.

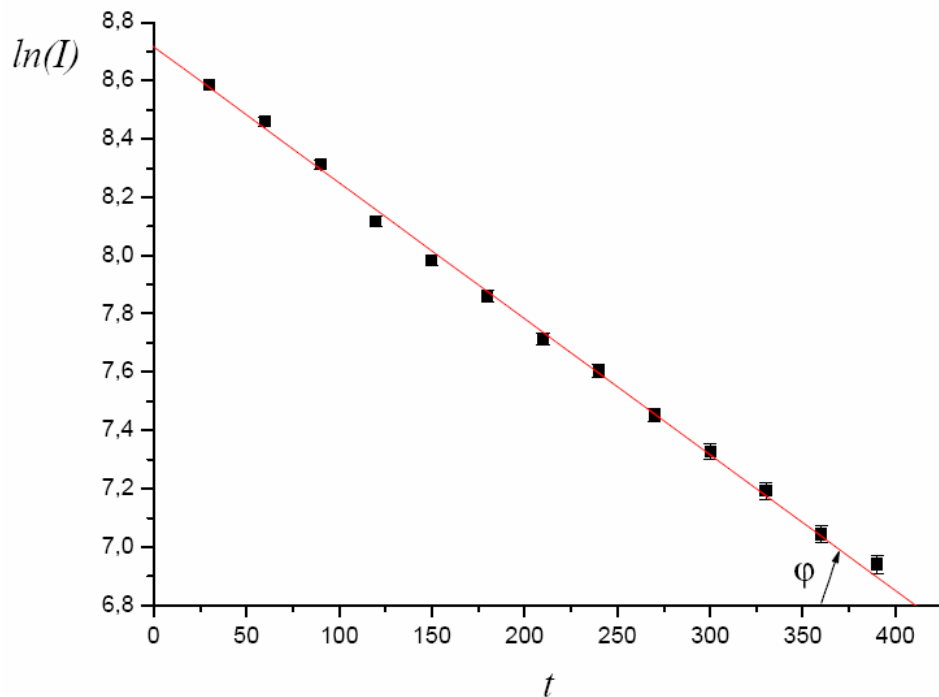


Рис. 9. Зависимость логарифма интенсивности счета импульсов  $I(t)$  от времени измерения  $t$ .

Графиком этой функции зависимости от времени измерения  $t$  является прямая линия (рис. 9), тангенс угла наклона  $\varphi$  которой равен значению постоянной распада  $\lambda$ . Для построения графика на рис. 9 выбраны первые точки измерения активности (рис. 8) до  $t = 400$  с. Обычно прямую проводят по методу наименьших квадратов так, чтобы среднеквадратичное отклонение точек от этой прямой было бы минимальным.

## 6. Активация изотопа

Изучая наведенную радиоактивность (активацию) в образце под действием нейтронов, Ферми в 1935 году обнаружил, что активность образующихся изотопов резко увеличивается при замедлении нейтронов. В большинстве источников нейтроны образуются с энергией несколько МэВ. При этих энергиях, главным образом, идут реакции упругого и неупругого рассеяния на ядрах  $(n, n)$  и  $(n, n')$ , радиационного захвата нейтронов  $(n, \gamma)$ , деления тяжелых ядер  $(n, f)$ . При низких энергиях ( $E_n < 0,4$  эВ) полное сечение реакции захвата нейтрона хорошо описывается соотношением

$$\sigma = \frac{\text{const}}{v_n}, \quad (8)$$

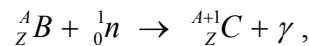
где  $v_n$  — скорость налетающего нейтрона. Поэтому для эффективного захвата ядрами нейтронов их необходимо замедлить.

В простой модели замедления нейтронов с энергией несколько МэВ пренебрегается всеми процессами их взаимодействия с веществом, кроме упругого ядерного рассеяния. В водородосодержащем замедлителе при каждом упругом столкновении с протоном энергия

нейтрона в среднем уменьшается вдвое. Среднее число таких столкновений  $\bar{n}$  для уменьшения энергии нейтрона от  $E_0$  до  $E$  дается соотношением

$$\bar{n}(E_0, E) = \ln \frac{E_0}{E}. \quad (9)$$

Конечная энергия замедления  $E$  определяется переходом в режим термализации, когда в обмене энергией между ядрами замедлителя и нейтронами наступает термодинамическое равновесие. Энергия теплового движения вещества замедлителя имеет порядок  $E = kT = 0,025$  эВ, где постоянная Больцмана  $k = 8,617 \cdot 10^{-5}$  эВ/К, абсолютная температура при нормальных условиях  $T = 300$  К. Тогда при рассеянии на протонах при энергии нейтронов  $E_0 = 1$  МэВ  $\bar{n}(1 \text{ МэВ}; 0,025 \text{ эВ}) \approx 18$ . В средах с более тяжелыми ядрами  $\bar{n}$  больше и растет пропорционально массовому числу  $A$  вещества замедлителя. Спектр нейтронов в процессе замедления стремится к равновесному (максвелловскому), нейтроны диффундируют во все стороны от источника. Двигаясь хаотически, нейтроны могут пересечь облучаемый образец много раз, увеличивая вероятность активации. В этой области энергий доминирует радиационный захват:



где  ${}^A_Z B$  — начальное ядро. Оба процесса, замедления и диффузии, определяют расстояние, на которое уходит нейтрон с энергией  $E_0$  от места рождения до поглощения.

Пусть тонкая мишень вещества  $B$ , содержащая  $n$  ядер, облучается в течении времени  $t$  потоком нейтронов  $\varphi$  нейтрон·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Тогда число взаимодействий в 1 с равно  $n \sigma \varphi$ , где эффективное сечение процесса  $\sigma$  есть отношение числа взаимодействий в единицу времени на одно ядро мишени к потоку нейтронов через единицу поверхности. Дифференциальное уравнение, описывающее изменение во времени числа  $N$  образующихся радиоактивных ядер учетом их распада, запишется в виде

$$dN = n \sigma \varphi dt - \lambda N dt. \quad (10)$$

Если моменту начала облучения ( $t = 0$ ) радиоактивных ядер в мишени не было, то решение уравнения (10) имеет вид

$$N = \frac{n \sigma \varphi (1 - e^{-\lambda t})}{\lambda} = n \sigma \varphi \tau (1 - e^{-\lambda t}), \quad (11)$$

где  $\tau = 1/\lambda$  есть среднее время жизни ядра,  $t$  — время облучения.

Увеличение числа радиоактивных ядер прекратится практически при  $t \approx 5 T_{1/2}$ , число ядер достигает величины активации насыщения

$$N_{\text{нас.}} = n \sigma \varphi \tau. \quad (12)$$

Насыщение достигается за время облучения, соответствующее не менее 5 – 6 периодам полураспада.

График зависимости кривой активации от времени облучения показан на рис. 12.

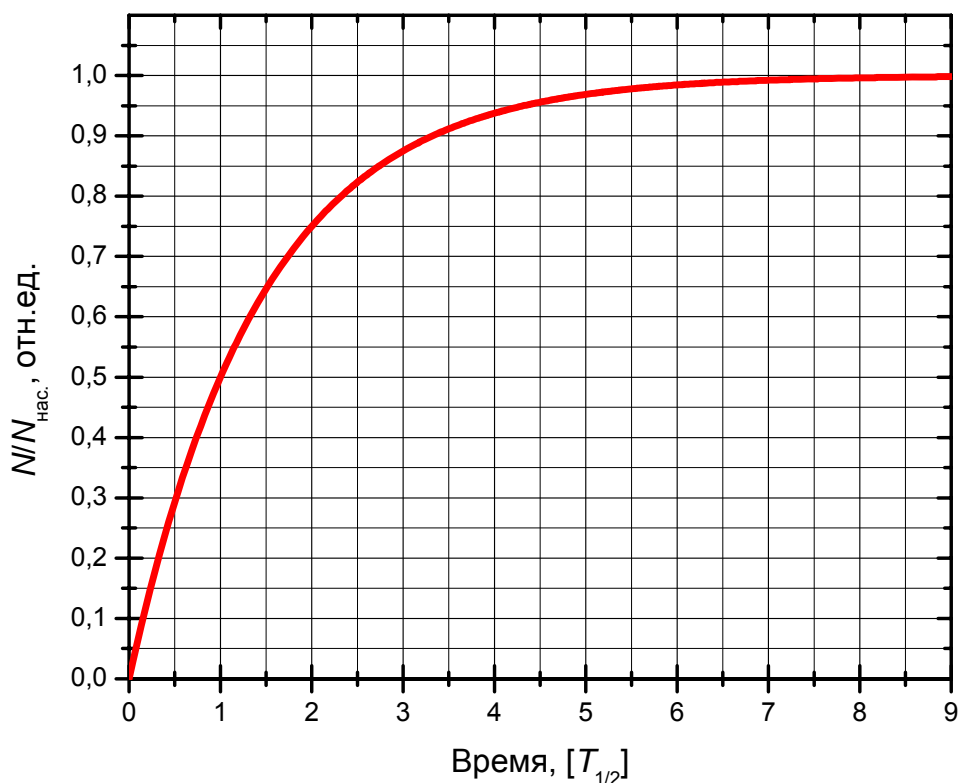


Рис. 10. Кривая активации.

## 7. Счетчик Гейгера

Счетчик Гейгера относится к обширной группе газонаполненных детекторов, которые благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне являются широко распространенными приборами регистрации излучений. Такой детектор представляет собой заполненную газом среду, в объеме которой расположены два электрода. На электроды подается постоянное напряжение, которое зависит от давления газа, которое для различных режимов работы детектора может меняться в широких пределах.

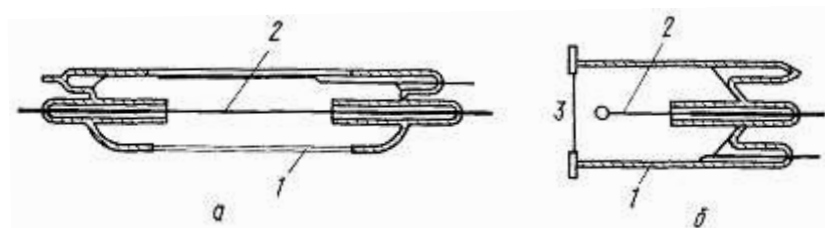


Рис. 13: Различные типы счетчиков Гейгера: а) цилиндрический; б) торцевой.

Геометрическая форма детектора (рис. 13) выбирается, исходя 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. Такие счетчики обычно 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.

Регистрация частиц происходит следующим образом. Быстрая частица, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа. Электроны, тяжелые положительные и отрицательные ионы, образованные ионизирующей частицей, двигаясь в электрическом поле, испытывают многократные столкновения, упругие и неупругие, с молекулами газа. Средняя скорость направленного движения электронов и ионов пропорциональна напряженности 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. Импульс напряжения подается на регистрирующую аппаратуру (рис. 4).

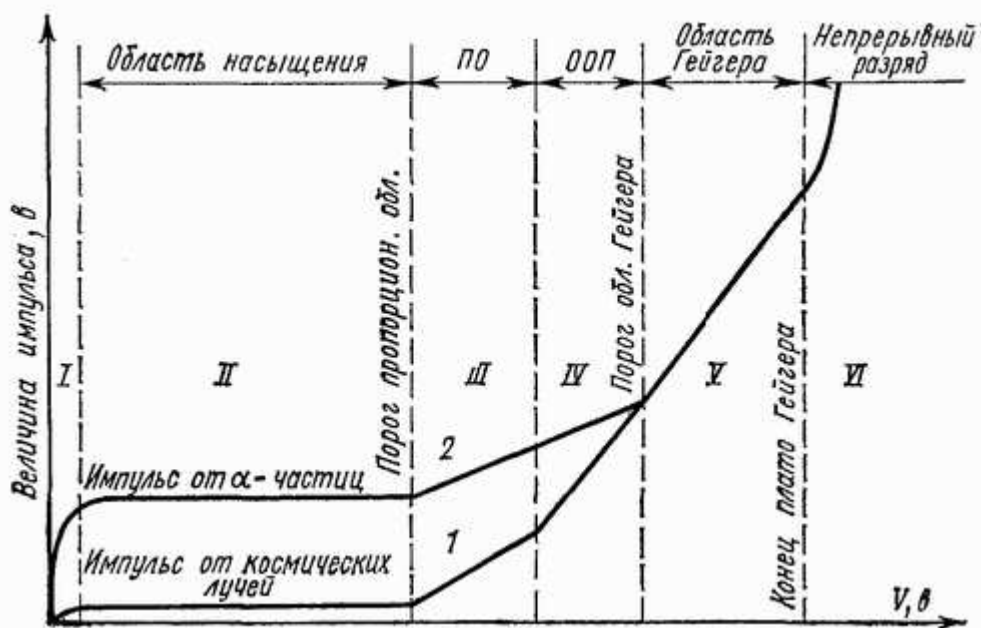


Рис. 11. Вольт-амперная характеристика ионизационного детектора.

На рис. 11 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного детектора от напряжения на его электродах. Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, большей для кривой 2. Эти кривые называют вольт-амперной характеристикой счетчика. Каждую кривую можно разделить на характерные участки.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: сбор зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При повышении напряжения 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. В этой области III работают так называемые *пропорциональные счетчики*.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется областью ограниченной пропорциональности IV.

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.

В счетчике Гейгера газовое усиление настолько велико, что в нем происходит пробой. 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. 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, ионизация вследствие вторичных процессов (электронных и фотонных) быстро нарастает. 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, видимый (если баллон прозрачный) даже простым глазом. В области Гейгера коэффициент газового усиления достигает  $10^{10}$ , а величина импульса напряжения нескольких вольт или даже десятков вольт.

Основными достоинствами счетчика Гейгера являются высокая чувствительность к ионизирующему излучению, простота и надежность. Из достоинств проистекают и недостатки — это исключительно счетный прибор, он не способен дифференцировать виды излучений и различать их энергии. 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%-ой вероятностью.

Однако для восстановления чувствительности прибора после каждого акта регистрации необходимо очистить газовый объем от тяжелых ионов, подвижность которых невелика. В течение этого времени прибор не способен регистрировать другие частицы. Это так называемое *мертвое время* счетчика. Мертвое время счетчиков Гейгера относительно велико  $10^{-4} - 10^{-3}$  с, разрешающая способность этого прибора не превосходит несколько тысяч частиц в секунду. Для гашения разряда можно использовать специальные электронные схемы (несамогасящиеся счетчики) или примеси-добавки к основному газу счетчика (самогасящиеся счетчики). Компоненты рабочей смеси счетчика должны удовлетворять следующему условию: потенциал ионизации гасящего газа должен быть меньше первого потенциала возбуждения основного газа.

Регистрация  $\gamma$ -квантов происходит в результате образования вторичных заряженных частиц, выбиваемых в стенках газонаполненного детектора, которые в этом случае изготавливаются из материала с большим атомным номером (стенки счетчика нецелесообразно изготавливать толще длины пробега вторичных электронов и позитронов материале стенки). Обычно эффективность счетчиков регистрации  $\gamma$ -квантов составляет всего 1–2%.

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

## 8. Контрольные вопросы и задачи

1. Рассчитать количество  $\beta$ -частиц, испущенных за 3 мин Al пластинкой весом 5 г, после двухминутного облучения ее в потоке тепловых нейтронов интенсивностью  $5 \cdot 10^7$  нейтр/см<sup>2</sup>·с.
2. Рассчитать активность Al пластинки через 1 мин. после окончания двухминутного облучения ее в потоке тепловых нейтронов интенсивностью  $5 \cdot 10^7$  нейтр/см<sup>2</sup>·с. Вес пластинки 2 г.
3. Технически чистый алюминий содержит 0,3% примесей (натрий, железо, кремний, водород). На воздухе алюминий быстро покрывается прочной защитной пленкой оксида Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, предохраняющей его от дальнейшего окисления. По таблице изотопов определите, какие дополнительные изотопы могут дать вклад в полученные результаты при активации алюминиевой мишени.
4. В пионерских измерениях группы Ферми в 1935 году при облучении <sup>27</sup>Al нейтронами было обнаружено три радиоактивных компонента с периодами полураспада 2,3 минуты, 10 минут и 15 часов. Химический анализ двух последних доказал, что это <sup>27</sup>Mg и <sup>24</sup>Na. Запишите соответствующие ядерные реакции, приводящие к образованию данных изотопов.
5. Оцените энергии нейтронов, необходимые для прохождения ядерных реакций задачи 4. Избытки масс:  $\Delta(^{27}\text{Al}) = -17,197$  МэВ;  $\Delta(^{28}\text{Al}) = -16,850$  МэВ;  $\Delta(^{27}\text{Mg}) = -14,587$  МэВ;  $\Delta(^4\text{He}) = 2,425$  МэВ;  $\Delta(^{24}\text{Na}) = -8,418$  МэВ.
6. 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  $T_{1/2}(^{238}\text{U}) \gg T_{1/2}(^{226}\text{Ra})$  ( $T_{1/2}(^{226}\text{Ra}) = 1622$  года).
7. Урановая руда содержит 75% (по весу) <sup>238</sup><sub>92</sub>U и 6,5% <sup>208</sup><sub>82</sub>Pb. Определить возраст породы, считая, что весь свинец образовался в результате распада <sup>238</sup>U.
8. Определить количество свинца, образовавшегося из 500 г чистого изотопа урана <sup>238</sup>U за время, равное возрасту Земли ( $4,5 \cdot 10^9$  лет).  $T_{1/2}(^{238}\text{U}) = 4,56 \cdot 10^9$  лет.
9. Определить сечение активации <sup>127</sup>I тепловыми нейтронами, если известно, что спустя 50 мин. после окончания облучения до насыщения в потоке тепловых нейтронов интенсивностью  $0,5 \cdot 10^{12}$  нейтр/см<sup>2</sup> активность препарата весом  $3,3 \cdot 10^4$  г была равна 66,7 мКи.
10. В ядерный реактор с плотностью тепловых нейтронов  $10^{11}$  нейтр/см<sup>3</sup> на 20 часов помещен образец <sup>59</sup><sub>27</sub>Co. Исследования на масс-спектрометре показали, что облученный образец содержит 3,4% <sup>60</sup><sub>27</sub>Co 96,6% <sup>59</sup><sub>27</sub>Co. Определить эффективное сечение активации изотопов кобальта.