

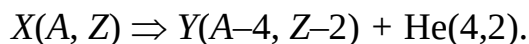
Лабораторная работа 11

ИЗУЧЕНИЕ α -СПЕКТРОВ

Цель работы: изучить формирование наблюдаемых α -спектров; определить энергетическое разрешение α -спектрометра; определить энергию α -частиц.

МЕХАНИЗМ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ α -РАСПАДА

Явление α -распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают α -частицы, которые являются ядрами гелия $\text{He}(4,2)$. При этом массовое число ядра A изменяется на четыре единицы, а атомный номер Z – на две:



Исходное ядро $X(A, Z)$ называется материнским, а возникшее в результате α -распада ядро $Y(A-4, Z-2)$ – дочерним. Только при α -распаде происходит изменение полного числа нуклонов в ядре A . Как следствие, α -распад играет ведущую роль в формировании радиоактивных цепочек.

Для того чтобы произошел α -распад, необходимо (но не достаточно), чтобы распад был энергетически выгодным, т. е. чтобы энергия связи материнского ядра $W(A, Z)$ была бы меньше суммы энергий связи дочернего ядра $W(A-4, Z-2)$ и α -частицы $W(4,2)$. Выделяемая при α -распаде, энергия Q равна:

$$Q = W(A-4, Z-2) + W(4,2) - W(A, Z) = \\ = (M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(4,2)) c^2.$$

Распад энергетически возможен, если $Q > 0$, и запрещен, если $Q < 0$. Энергия распада Q делится между α -частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам, следовательно, энергия α -частицы равна:

$$E_{\alpha} = \frac{M(A-4, Z-2)}{M(A, Z)} Q. \quad (1)$$

Очевидно, что при α -распаде тяжелых ядер ($A, A-4 \gg 4$) практически вся энергия распада уносится α -частицей.

Анализ показывает, что $Q > 0$, т. е. α -распад энергетически возможен почти для всех β -стабильных ядер с $A > 150$. Это значит, что все ядра с $A > 150$ должны быть α -радиоактивными. Однако во многих случаях время жизни ядер (период полураспада $T_{1/2}$) оказывается слишком велико и α -радиоактивность не удается наблюдать. Известно более 300 α -активных ядер, из которых большинство получено искусственным путем.

В основном α -активные ядра относятся к концу периодической системы и имеют $Z > 82$, причем энергия α -частиц растет с увеличением заряда ядра. Существует еще небольшая группа α -радиоактивных ядер в области редкоземельных элементов, т. е. с $A = 140 \div 160$. Самым легким является изотоп Ce-142 (церий).

Наблюдаемое время жизни α -активных ядер лежит в пределах от 10^{17} лет (Pu-204) до $3 \cdot 10^{-7}$ с (Po-212).

Одним из основных свойств α -распада является сильная зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии вылетающей α -частицы. Уменьшение энергии на 1 % может увеличить период полураспада в 10 раз, а изменение энергии на 10 % вызывает изменение $T_{1/2}$ на два-три порядка.

В 1911 г. эмпирическим путем был установлен закон Гейгера–Неттола, связывающий энергию α -частицы с периодом полураспада:

$$\lg T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}},$$

где C и D – константы, не зависящие от массового числа A и слабо зависящие от заряда ядра Z . Например, для $Z = 84$ – $C = -50,15$ и $D = 128,8$, а для $Z = 90$ – $C = -51,94$ и $D = 139,4$.

В результате все наблюдаемые в эксперименте α -частицы имеют энергии, лежащие в узком интервале:

$$4 \text{ МэВ} \leq E_{\alpha} \leq 9 \text{ МэВ} \quad - \quad \text{для тяжелых ядер};$$

$$2 \text{ МэВ} \leq E_{\alpha} \leq 4,5 \text{ МэВ} \quad - \quad \text{для ядер редкоземельных элементов}.$$

Эта закономерность нашла свое подтверждение в рамках механизма α -распада как процесса подбарьерного квантового туннелирования через кулоновский барьер α -частицы, существующей как целое в ядре до распада (см. рис. 1).

Так как энергия α -частицы составляет $E_{\alpha} < 10$ МэВ, а высота кулоновского барьера у тяжелых ядер порядка 25–30 МэВ, то вылет α -частицы из ядра может происходить только за счет туннельного эффекта. В этом случае вероятность процесса определяется в первую очередь проницаемостью барьера. Если α -частица при распаде уносит не нулевой орбитальный момент L , то к кулоновскому барьеру добавляется центробежный, что уменьшает проницаемость барьера, а следовательно, и вероятность α -распада:

$$V(r) = V_n + \frac{Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{L(L+1)}{r^2},$$

где V_n – ядерный потенциал, $V_n = -V_0$ при $r < R_{\ddot{y}}$ и $V_n = 0$ при $r > R_{\ddot{y}}$; $m^* = m_{\alpha} M_n / (m_{\alpha} + M_n)$ – приведенная масса, M_n – масса ядра; L – орбитальный момент α -частицы.

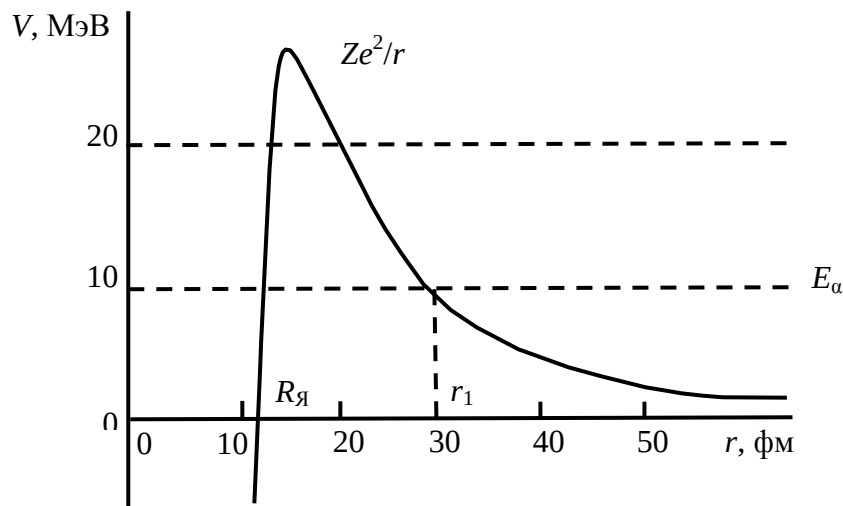


Рис. 1. Потенциал взаимодействия α -частицы с ядром

В рамках данной модели для вероятности α -распада λ получается экспоненциальная зависимость вероятности распада от энергии α -частицы:

$$\lambda \cong \frac{v}{2R_n} \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{R_n}^{r_1} \sqrt{2m_\alpha(V(r) - E_\alpha)} dr\right), \quad (2)$$

где λ – вероятность α -распада; R_n – радиус ядра; r_1 – определяется условием $V(r_1) = E_\alpha$; $V(r)$ – потенциал взаимодействия α -частицы с ядром; m_α – масса α -частицы; E_α – кинетическая энергия свободной α -частицы; v – скорость α -частицы в ядре.

Экспоненциальная функция в формуле (2) объясняет сильную зависимость вероятности α -распада от энергии частицы. Из рис. 1 видно, что чем больше энергия α -частицы, тем уже кулоновский барьер, через который она туннелирует в процессе α -распада, тем выше вероятность распада. Наоборот, при уменьшении энергии α -распада и, как следствие, увеличении ширины барьера, вероятность туннелирования через барьер резко падает. Для $E_\alpha < 2$ МэВ период полураспада становится настолько большим, что обнаружить α -активность практически невозможно.

α -СПЕКТР

Вследствие того что α -распад является двухчастичным процессом, т. е. энергия распада распределяется между α -частицей и дочерним ядром, спектр α -частиц представляет собой монохроматическую линию, энергия которой определяется формулой (1). Так как α -частица не имеет спина, правила отбора по моменту количества движения и четности, вытекающие из соответствующих законов сохранения, просты:

$$I_i - I_e \leq L \leq I_i + I_e,$$

где I_1 и I_2 – спины начального и конечного ядер. При этом разрешены только четные L , если четности обоих состояний совпадают, и L – нечетные, если четности противоположны.

Наблюдение α -спектра является важным методом изучения характеристик энергетических состояний тяжелых ядер.

Использование точных методов измерения энергии α -частиц позволило установить, что существует тонкая структура α -спектров, когда α -радиоактивные ядра испускают частицы с несколькими близкими значениями энергии. Тонкая структура α -спектра может быть объяснена тем, что дочернее ядро обладает несколькими возбужденными энергетическими состояниями. Дочернее ядро может образоваться в основном состоянии, при этом α -частица имеет наибольшую кинетическую энергию, либо в одном из возбужденных состояний, тогда α -частицы имеют несколько меньшую кинетическую энергию. Избыточная энергия дочернего ядра снимается в дальнейшем испусканием γ -кванта. Экспериментальное измерение энергии γ -квантов подтвердило предложенное объяснение тонкой структуры. Существуют также довольно редкие случаи, когда ядра испускают одну группу α -частиц высокой интенсивности и несколько групп, интенсивность которых в 10^4 – 10^6 раз меньше интенсивности основной группы. Слабым группам соответствует энергия, превышающая энергию основной группы на 1–2 МэВ (рис. 2)

Такие α -частицы (их энергия может быть больше 10 МэВ) называются длиннопробежными. Длиннопробежные α -частицы образуются при переходе из возбужденного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего ядра. Малая интенсивность длиннопробежных частиц объясняется тем, что возбужденное материнское ядро обычно переходит в основное состояние путем испускания γ -кванта. В редких случаях существования фактора подавления вероятности электромагнитного перехода α -распад опережает испускание γ -кванта. Это возможно при малых периодах полураспада (для Po-212 и Po-214 периоды полураспада соответственно равны $3 \cdot 10^{-7}$ с и $1,6 \cdot 10^{-4}$ с).

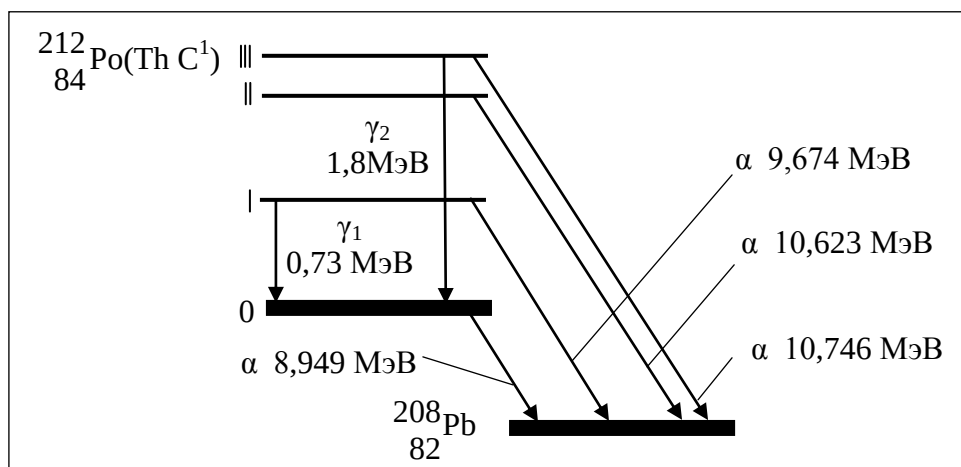


Рис. 2. Спектр Po-212.

СПЕКТРОМЕТРИЯ α -ИЗЛУЧЕНИЯ

Для измерения энергии и интенсивности потока α -частиц, испускаемых ядрами, используются детекторы частиц, а также спектрометры. Спектр α -частиц чаще измеряют спектрометрами на основе полупроводниковых и газоразрядных детекторов, которые обеспечивают высокое энергетическое разрешение. Возможно также проведение спектрометрии α -излучения при помощи сцинтилляционного детектора, который имеет энергетическое разрешение, как правило, хуже, чем полупроводниковый, однако отличается высокой эффективностью регистрации и простотой эксплуатации.

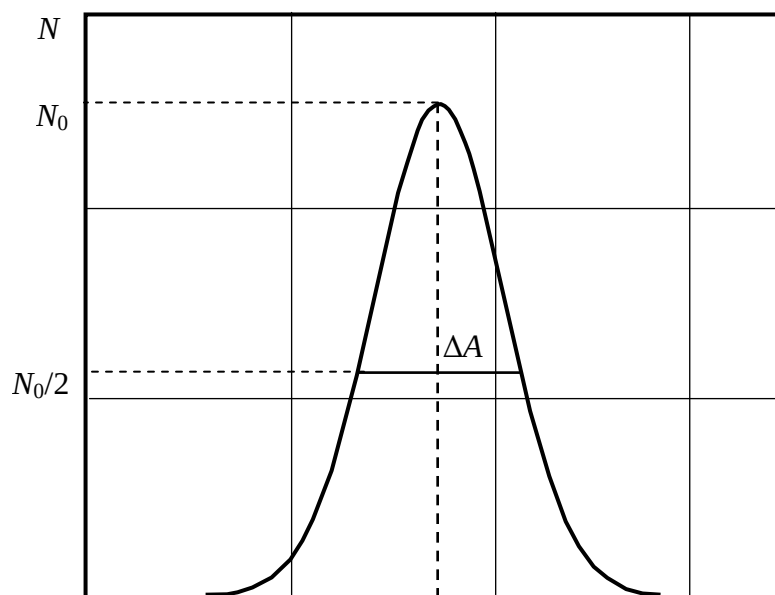
Сцинтилляционные детекторы

Так же как при регистрации сцинтилляционным детектором β -излучения, влетающие в сцинтиллятор α -частицы тормозятся и расходуют свою энергии на возбуждение и ионизацию атомов сцинтиллятора. Энергия возбуждения в сцинтилляторе выделяется в виде световых вспышек. Процесс регистрации происходит аналогично регистрации β - и γ -излучения и изучается в лабораторной работе 3. Основная особенность сцинтилляционного α -спектрометра состоит в толщине сцинтиллятора. Так как длина пробега α -частицы в веществе много меньше длины поглощения гамма-излучения и даже длины пробега электронов, то для α -спектрометрии используют очень тонкие сцинтилляторы, которые обеспечивают высокую эффективность регистрации α -частиц, но достаточно низкую эффективность регистрации β - и γ -излучения, т. е. толщина сцинтиллятора L_{ct} ограничена:

$$\bar{R}_{\alpha} < L_{ct} < \bar{R}_{\beta}(\Delta_{1/2}(\gamma)),$$

где $\bar{R}_{\alpha}$ – пробег α -частицы в веществе сцинтиллятора; $\bar{R}_{\beta}$ – пробег β -частицы и $\Delta_{1/2}(\gamma)$ – толщина слоя половинного ослабления γ -излучения.

При спектрометрии моноэнергетических частиц, какими являются α -частицы, на выходе сцинтилляционного детектора должны появляться импульсы с одинаковой амплитудой, так как сцинтилляционный детектор обладает свойством линейности, т. е. линейной зависимостью амплитуды выходного импульса от энергии регистрируемой частицы. В действительности всегда существует некоторый разброс импульсов по амплитудам. Это объясняется тем, что на всех этапах преобразования энергии частицы в электрический импульс физические процессы имеют статистический характер. Разброс импульсов по амплитудам в основном связан с колебаниями интенсивности световых вспышек при сцинтилляциях, флуктуациями конверсионной эффективности фотокатода и эффективности собирания фотоэлектронов, вариациями коэффициента вторичной эмиссии электронов и т.д.



Количественной мерой разброса импульсов по амплитудам является разрешение спектрометра, которое определяется как отношение ширины пика распределения импульсов по амплитудам на половине высоты этого пика к средней амплитуде пика (см. рис. 3):

$$R = \frac{\Delta A}{A_0} 100 \% .$$

Полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы (ППД) α -частиц имеют большие преимущества перед сцинтилляционными кристаллами и ионизационными камерами, применяющимися для регистрации α -частиц. ППД имеют более высокую разрешающую способность, достигающую ~ 10 кэВ при $E_\alpha = 6$ МэВ. Лишь магнитные спектрометры обладают лучшей разрешающей способностью, однако эти приборы очень дороги, громоздки и имеют малую светосилу.

Действие полупроводниковых детекторов аналогично действию ионизационных камер. Ионизирующая частица, попавшая в детектор, производит пары ион–дырка, которые собираются электрическим полем, приложенным к электродам детектора. Соответствующий электрический импульс пропорционален энергии, потерянной частицей или γ -квантом в детекторе.

Для спектрометрии α -излучения обычно используются кремниевые поверхностно-барьерные детекторы. Толщина чувствительной области ППД должна превышать величину полного пробега регистрируемых частиц. При решении большинства прикладных задач диапазон регистрации энергий лежит в пределах от нескольких сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт. В этом диапазоне полная потеря энергии α -частиц происходит в слое кремния толщиной от нескольких десятков микрон до нескольких миллиметров.

Поверхностно-барьерные детекторы изготавливаются следующим образом. На поверхности материала *n*-типа создается (обычно травлением) *p*-слой. Затем на поверхность наносят тонкий слой золота. Известно, что когда металл находится в контакте с полупроводником, то на их границе возникает электростатический барьер, препятствующий продвижению носителей из полупроводника и обратно. Обратное напряжение, приложенное к границе металл–полупроводник, увеличивает толщину обедненного свободными носителями заряда слоя и может довести его до нескольких миллиметров. Именно этот обедненный носителями слой является чувствительным объемом ППД. Доступ к чувствительному объему перекрывает так называемый мертвый слой, который в основном состоит из золотого электрода и защитного покрытия, если таковое имеется.

Малая толщина чувствительного слоя поверхностно-барьерных детекторов приводит к существенному снижению фона от постороннего β - и γ -излучения, поскольку вероятность взаимодействия жесткого γ -излучения в тонком слое очень мала, а длина пробега β -частиц в кремнии много больше толщины чувствительного слоя.

Как правило, при регистрации α -излучения форма аппаратурной линии не соответствует нормальному распределению и заметно асимметрична. Левый край пика, соответствующий меньшим значениям энергии, сильно растянут и приподнят (экспериментаторы часто называют эту часть спектра «хвостом» – «fail»). Было замечено, что прямым способом уменьшения «хвостов» в спектрах является коллимация потока α -частиц, падающих на чувствительную поверхность детектора. Появление «хвостов» связывают не только с разными углами падения α -частиц на поверхность детектора, поскольку при наклонном падении увеличиваются потери энергии в слое вещества между источником α -частиц и детектором, а также в мертвом слое детектора. Недостаточное качество поверхности детектора, неоднородность исходного полупроводникового материала, механические нарушения, получающиеся в результате резки и шлифовки заготовки из кремния, также могут влиять на качество аппаратурного спектра.

Важной характеристикой полупроводникового спектрометра является линейность, амплитуда электрического импульса от регистрируемой частицы линейно зависит от энергии частицы, что позволяет по наблюдаемому аппаратурному спектру однозначно определить энергию альфа частица по известному коэффициенту преобразования.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Предлагаем снять и изучить спектр источника Ra-226. Ra-226 долгоживущий α -радиоактивный нуклид, имеющий период полураспада $T_{1/2} = 1600$ лет. Ra-226 дает начало целой радиоактивной цепочке из последовательных распадов, показанной на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что все радиоактивные элементы в цепочке, рождающиеся в процессе радиоактивных превращений, отличаются малыми

периодами полураспадов, т. е. $T_{1/2i} \ll T_{1/2}$ (Ra-226). Согласно теории последовательных распадов, все ядра такой цепочки находятся в равновесии, т.е. активность всех элементов одинакова:

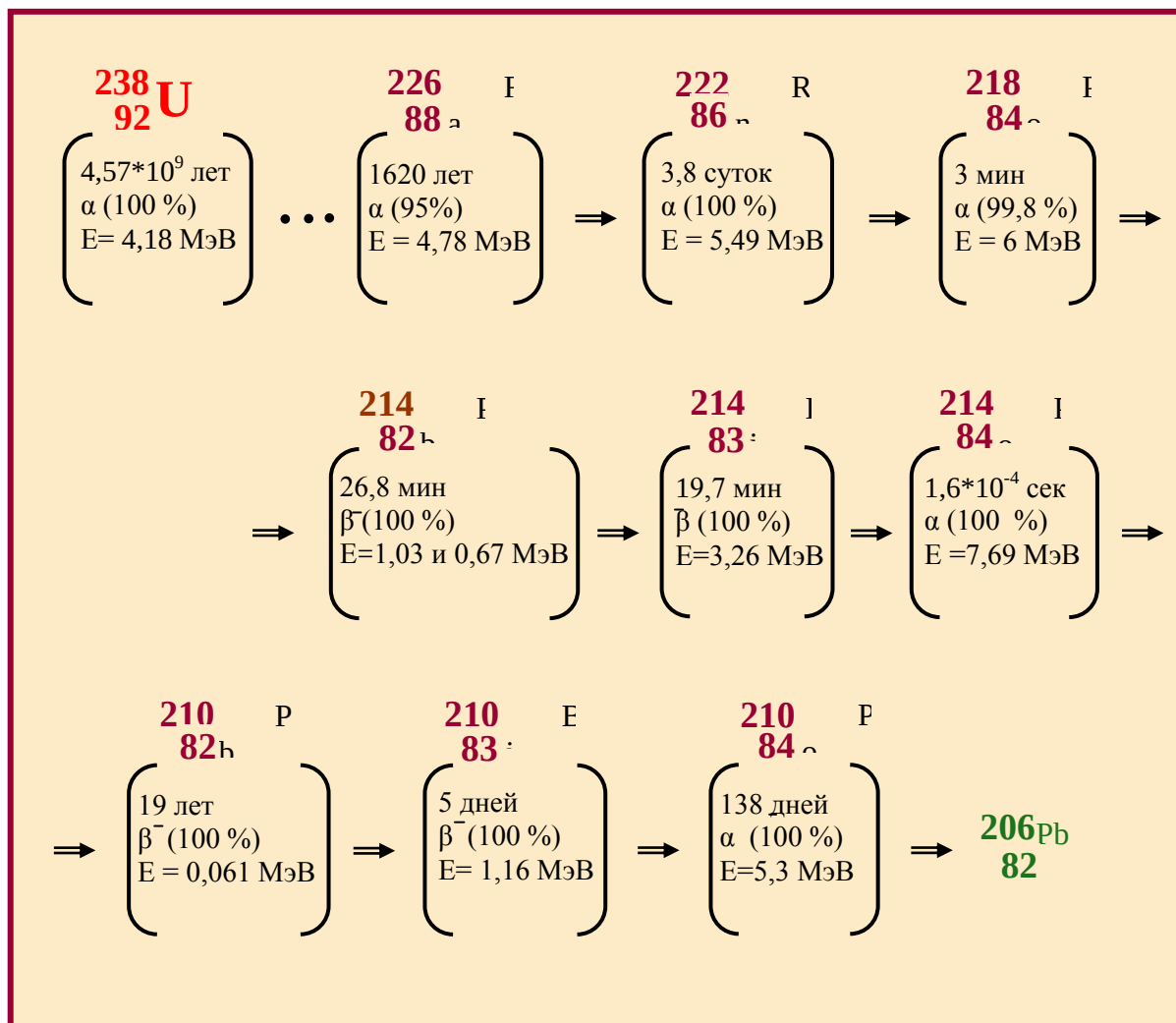


Рис. 4. Схема радиоактивной цепочки

При регистрации α -спектра сцинтилляционным детектором α -, β -, γ -распады всех элементов, составляющих радиоактивную цепочку, вносят вклады в формирование наблюдаемого спектра Ra-226. Так как цель работы – исследование α -спектра, то вклад β - и γ -спектров можно рассматривать как некоторый фон, который необходимо вычесть из суммарного спектра для выделения чистого α -спектра. Для этой цели воспользуемся тем, что длина пробега α -частиц в веществе много меньше глубины проникновения не только γ -, но и β -излучения.

Если провести повторное измерение спектра при неизменных геометрии эксперимента и времени измерения, поместив между детектором и источником бумажный поглотитель, то детектор будет регистрировать только фоновый спектр без α - частиц. Бумажный поглотитель полностью поглощает α -частицы и практически не меняет интенсивность ни β - ни γ -излучения.

Последующее поканальное вычитание фонового спектра из суммарного позволяет выделить α -спектр Ra-226. Указанную процедуру необходимо выполнять при регистрации α -спектра сцинтилляционным детектором, т. к. фон, создаваемый γ - и β -излучением, в этом случае вносит существенный вклад в наблюдаемый спектр.

При использовании полупроводникового детектора эффективность регистрации γ - и β -излучений очень мала вследствие малости чувствительного регистрирующего слоя. В результате при использовании полупроводникового детектора наблюдается практически чистый α -спектр.

В данной лабораторной работе используется альфа-спектрометр «Мультирад-ФС», в который включены измерительная камера, блок детектирования (полупроводниковый детектор), блоки усиления и преобразования сигнала, вакуумная система, система микропроцессорного управления, программное обеспечение «Прогресс».

Блок схема экспериментальной установки показана на рис.5

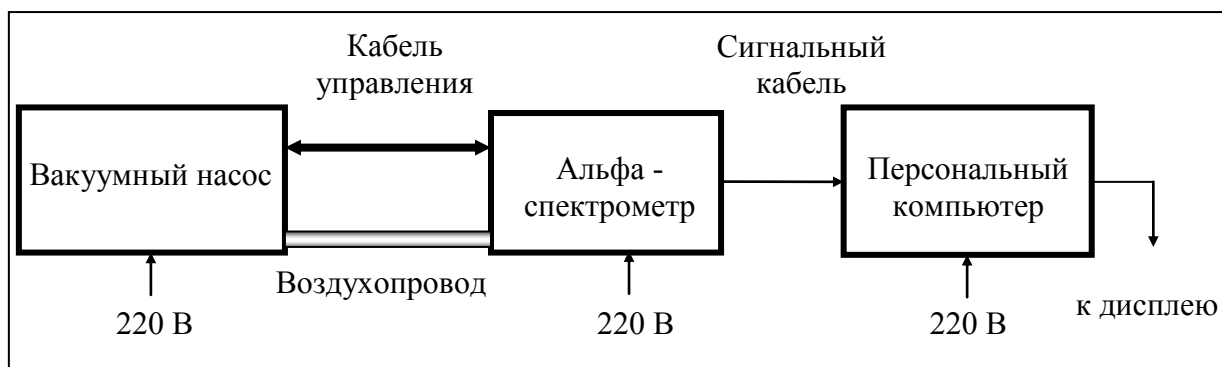


Рис.5. Блок - схема установки

Проведение измерения спектра в вакуумной камере позволяет существенно уменьшить потери энергии альфа-частиц в воздухе при прохождении частиц промежутка между источником и детектором. В это случае ширина спектральной линии определяется только параметрами детектора, что позволяет достигать высокого спектрального разрешения.

Внимание!

В нерабочем состоянии в спектрометре поддерживается вакуум внутри измерительной камеры, поэтому, чтобы открыть измерительную камеру необходимо нажать на кнопку «Напуск» и держать ее в нажатом состоянии пока давление внутри камеры не сравняется с внешним давлением и дверка камеры не откроется.

Детектор альфа - спектрометра чувствителен к свету, поэтому не следует оставлять дверцу камеры открытой.

Порядок проведения эксперимента

Перед началом работы убедитесь в наличие заземления.

1. Включить альфа-спектрометр и мотор. Для этого два черных тумблера, расположенные на задних поверхностях спектрометра и мотора, установить в положение **1**. Прогреть прибор 15 минут.

1. Включить компьютер и войти в программу «Прогресс» и открыт режим «спектр».

3. Поднять давление в измерительной камере до давления окружающей среды. Открыть измерительную камеру и установить контрольный источник на полочку в положении максимально близко к детектору. Контрольный источник предназначен для выполнения энергетической калибровки. Энергетическая калибровка предполагает установление зависимости между каналом спектрометра, однозначно связанным с амплитудой электрического сигнала, и энергией регистрируемой альфа-частицы. Контрольный источник содержит смесь трех изотопов плутония — $^{238}\text{Pu} + ^{239}\text{Pu} + ^{242}\text{Pu}$.

4. Закрыть дверцу измерительной камеры и закрутить винт по часовой стрелке до достижения герметизации измерительной камеры. В этом случае на ЖК панели высветится сообщения «Откачка» и автоматически начнется откачка воздуха (включиться мотор). Мотор останавливается автоматически при достижении давления внутри измерительной камеры, равного 0,4 мм рт.ст. Прибор готов к работе, при этом на ЖК панели высветится сообщение «Работа».

5. В программе «Прогресс» войти в меню «Пилот», как показано на рис.6 и выбрать задачу «Энергетическая калибровка по Pu». После открытия вспомогательного окна, нажать кнопка «Продолжить». Автоматически начнется измерение спектра в течение 600 секунд.

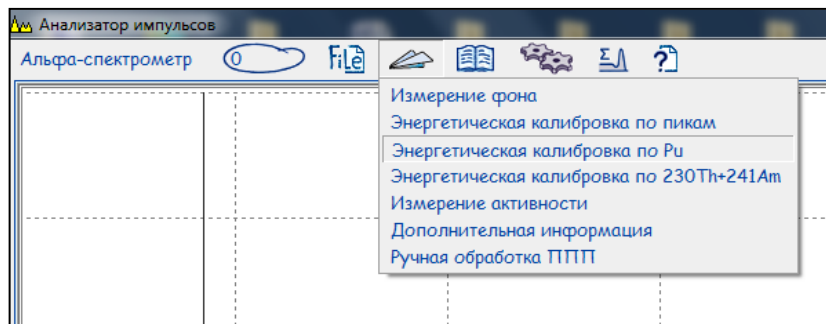


Рис.6

По истечении 600с на экране монитора появится спектр контрольного альфа - источника и таблица, в которой приведены значения скорости счета и значения каналов, которые соответствуют энергиям контрольного источника, в данном случае: 4900 кэВ, 5163 кэВ, 5499 кэВ. Для энергетической калибровки используются только 3 основные линии. При выполнении задачи «Энергетическая калибровка по Pu» экспериментальные пики аппроксимируются нормальным распределением автоматически и на экран выводится информация о номерах каналов пиков и энергиях, соответствующих этим каналам.

6. Для того чтобы сохранить полученный спектр для последующего использования его в программе “MathCad” необходимо выполнить следующие преобразования: «Копировать» спектр (откройте в меню «File»), затем открыть программу «Блокнот» и вставить сохраненный спектр в блокнот с присвоением файлу имени. Сохраните файл в папке, которую создайте в разделе «Студенты» на диске Д. При обработке экспериментальных данных в программе “MathCad” ввод данных спектра осуществляется обычным способом из Блокнота.

7. Выполнить пункты 3-5, но установить в измерительной камере источник Ra-226. Рекомендуется установить данный источник на отметку вторую сверху, чтобы избежать загрязнения детектора продуктами распада радия.

8. При достижении рабочего состояния спектрометра зайти в программу «Прогресс», открыть иконку «**Облако**» (см. рис.6), задать время измерения 600 секунд. После набора спектра сохранить его, согласно пункту 6.

Обработка результатов

Задание 1. Сделать энергетическую калибровку α -спектрометра. Для этого, используя положения трех пиков в спектре контрольного источника и известные энергии построить калибровочный график спектрометра, аппроксимируя экспериментальные точки линейной зависимостью.

Задание 2. Найти характеристики α -спектра Ra-226. Аппроксимировать спектральные пики в полученном α -спектре нормальными распределениями и определить положения максимумов и ширины пиков на полувысоте. Найти энергетические разрешения для всех наблюдаемых пиков.

Задание 3. Используя калибровочный график α -спектрометра, определить энергии α -частиц, спектр которых наблюдался в эксперименте.

Задание 4. Анализируя схему радиоактивной цепочки на рис. 4, определить нуклиды, распад которых формирует наблюдаемый в эксперименте спектр α -частиц.

Задание 5. Сравнивая найденные и табличные значения энергий, найти относительные ошибки определения энергий.

Задание 6. Используя калибровочный график α -спектрометра, определить энергии α -частиц, соответствующих дополнительным пикам контрольного источника. Определить соответствующие нуклиды, формирующие эти пики.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется α -распадом?
2. Каково энергетическое условие α -распада?
3. Запишите закон Гейгера – Неттолы.
4. Когда возникает тонкая структура α -спектра?
5. Какие α -частицы называются длиннопробежными?
6. Объясните форму аппаратурной кривой α -спектра, наблюдаемую на эксперименте.
7. Объясните принцип работы полупроводникового детектора.
8. Объясните причину несимметричности наблюдаемых спектральных линий.
9. Почему при регистрации полупроводниковым детектором сложного спектра, состоящего из α -, β - и γ -излучений на экране спектрометра мы наблюдаем практически чистый α -спектр?
10. Необходимо ли проведение энергетической калибровки спектрометра при проведении измерения активности источника?