

Образовательный ресурсный центр по направлению физика

Л.И. Виноградов

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СПЕКТРОМЕТРА

Учебно-методическое пособие (описание лабораторной работы) **№ 7**

ПРОБНАЯ ВЕРСИЯ

Санкт-Петербург 2018 Учебно-методическое пособие предназначено для студентов СПбГУ естественно-научных направлений обучения.

Лабораторная работа выполняется на оборудовании Образовательного ресурсного центра по направлению физика Научного парка СПбГУ (http://researchpark.spbu.ru).

©Научный парк СПбГУ

Изучение спектров альфа-частиц с помощью полупроводникового спектрометра¹

Оглавление

- 0. Введение
- 1. Принцип действия полупроводникового детектора
- 2. Требования к полупроводниковым материалам для изготовления детекторов
- 3. Краткие сведения из физики твердого тела
 - 3.1. Собственные полупроводники
 - 3.2. Примесные полупроводники
 - 3.3. Образование и свойства р-п перехода
- 4. Типы полупроводниковых кремниевых детекторов, применяемых для регистрации частиц.
- 5. Энергетическое разрешение спектрометра с полупроводниковым детектором
- 6. Схема альфа-спектрометра
- 7. Альфа-спектрометр, используемый в данной работе
- 8. Задачи, решаемые в данной работе
- 9. Порядок выполнения работы
- 10. Обработка спектров
- 11. Содержание отчёта
- 12. Контрольные вопросы Литература Приложение 1 Законы радиоактивного распада Приложение 2 Альфа-распад Приложение 3 таблица 2 - цепочка распадов ²²⁶Ra таблица 3 - энергии и интенсивност
 - таблица 3 энергии и интенсивности альфа-частиц, испускаемых радиоактивными нуклидами

Введение

Появление в шестидесятых годах полупроводниковых детекторов ядерных излучений явилось важной вехой в развитии экспериментальной ядерной физики. В настоящее время детекторы занимают ведущее место среди приборов, регистрирующих излучения. Полупроводниковые детекторы являются твердотельными аналогами ионизационных камер. Они имеют большие преимущества перед другими типами детекторов, наиболее важным из которых является высокое энергетическое разрешение. Среди других достоинств полупроводниковых детекторов следует указать: линейность в широком диапазоне энергий, высокое быстродействие, относительную простоту и небольшие размеры, а также нечувствительность к магнитным полям.

Резкое увеличение роли полупроводниковых детекторов в гамма-спектрометрии и спектрометрии заряженных частиц было вызвано тем, что физики научились создавать германиевые и кремниевые полупроводники со сравнительно большой областью, обедненной носи-

¹ Важно: перед выполнением работы необходимо ознакомиться с законами радиоактивного распада, с альфа-распадом (см. приложение 1 и 2). Материал по теме "Взаимодействие альфа-частиц с веществом" представлен в сборнике "Практикум по ядерной физике" [9].

телями зарядов, что существенно увеличило эффективность регистрации излучений. На первом этапе применялись Ge(Li) и Si(Li) детекторы. Роль атомов лития (доноры) в этих детекторах состояла в компенсации дырочной проводимости исходных материалов. Такие детекторы необходимо постоянно охлаждать до температуры жидкого азота для уменьшения подвижности ионов лития и сохранения их внутри объёма детектора. Впоследствии были получены полупроводниковые германиевые кристаллы с весьма низкой концентрацией примесей — менее 10^{10} атом/см³. Такие детекторы из сверхчистого германия, так называемые HPGe (High-Pure-Ge-детекторы) можно хранить при комнатной температуре, однако при работе их необходимо охлаждать. Для этого полупроводниковые детекторы размещают в криостатах, в которых поддерживается вакуум порядка 10^{-6} мм рт. ст.

В настоящее время созданы Ge-детекторы с чувствительным объёмом ~ 750 см³, и эффективность регистрации гамма-лучей такими детекторами сравнима с эффективностью сцинтилляционных кристаллов NaJ(Tl) [1].

Для регистрации заряженных частиц, рентгеновского излучения и мягкого гамма излучения широко используются детекторы на основе кремния, для работы которых, как правило, не требуется охлаждение. Толщина таких детекторов достигает нескольких миллиметров (5мм).

1. Принцип действия полупроводникового детектора.

Принцип действия полупроводникового детектора аналогичен принципу действия газонаполненной ионизационной камеры. В самых общих чертах он сводится к следующему: под действием ионизирующего излучения в полупроводниковом материале образуются свободные носители заряда - электроны и дырки (в газе - электроны и ионы), которые затем собираются электрическим полем, созданным в объеме детектора, на соответствующих электродах. Протекающий при этом электрический импульс тока и есть полезный сигнал. Любой детектор, работающий на ионизационном принципе, есть, по сути, конденсатор, заполненный тем или иным диэлектриком (полупроводник, газ). В исходном состоянии этот конденсатор заряжен до напряжения смещения, приложенного к детектору, для создания электрического поля. Импульс сигнального тока приводит к изменению заряда этого конденсатора, тем самым образуется импульс напряжения с амплитудой, пропорциональной числу образованных электронов и дырок, т.е. энергии потерянной квантом или заряженной частицей в чувствительном объеме детектора. В следующих разделах мы уточним ряд деталей работы детектора.

2. Требования к полупроводниковым материалам для изготовления детекторов²

Основными материалами, применяемыми в настоящее время для изготовления полупроводниковых детекторов, являются германий и кремний. Физико-химические свойства этих материалов хорошо изучены. Налажено и непрерывно совершенствуется производство заготовок германия и кремния с заданными физическими свойствами. Это объясняется как потребностями электронной промышленности для изготовления транзисторов, микросхем и т.д., так и запросами со стороны научных исследований для изготовления полупроводниковых детекторов. В табл. 1 приведены физические характеристики и свойства кремния и германия, существенные для применения этих материалов в качестве основы для полупроводниковых детекторов. Перечислим и обсудим эти свойства.

² Этот раздел может быть опущен при первом чтении

1.Средняя энергия, необходимая для создания электронно-дырочной пары. Большая часть (в идеале вся) энергии частицы (кванта), поглотившаяся в полупроводнике, должна приводит к созданию носителей тока: электронов и дырок. Число, создаваемых электронно-дырочных пар тоже должно быть большим, в этом случае полезный сигнал будет максимальным, а его относительные флуктуации минимальными. Число пар зависит от параметра ω - средней энергии, идущей на образование электронно-дырочной пары. Как видно из таблицы 1, значения ω для кремния и германия составляют 3.66 и 2.96 эВ, что приблизительно в 3-5 раз больше ширины запрещенной зоны E_g , величина которой определяет минимальную энергию, необходимую для отрыва внешнего электрона от узла кристаллической решетки. Из сравнения ω и ширины запрещенной зоны следует, что только 30-20 процентов поглощенной энергии участвует в создании полезного сигнала. Остальная часть энергии тратится, в основном, на нагрев кристалла. Пример: альфа-частица с энергией 5 МэВ, затормозившись в кремнии, создает в среднем: 5000000:3.66 \approx 137000 электронно-дырочных пар.

2. Сбор зарядов. Мало создать электроны и дырки в объёме полупроводника, необходимо как можно полнее собрать заряды на электродах. Для этого они должны обладать большим временем жизни и высокой подвижностью μ . Время жизни носителей определяется наличием атомов примесей-ловушек и структурных дефектов, которые могут захватывать электроны и дырки в процессе их движения на некоторое время, а также способствовать их рекомбинации. Подвижность μ определяется как коэффициент пропорциональности между напряженностью электрического поля и скоростью дрейфа: $\vec{v} = \mu \vec{E}$. Это соотношение справедливо для умеренных значений напряженности поля \vec{E} (менее 10³ B/см). При больших значениях напряженности поля рост скорости прекращается и значения скорости выходят на некоторый уровень насыщения. Отметим, что подвижность сильно зависит от температуры. Значения μ приведены в таблице 1. Пример: время дрейфа электронов в кремнии толщиной 1 см при поле 100 В/см составляет приблизительно $t = \frac{d}{\mu^- E} = 0.25$ мксек, для дырок $t = \frac{d}{v^+} = \frac{d}{\mu^+ E} = 0.55$ мксек, т.е. десятые доли микросекунды. Подвижности электронов и дырок брались из таблицы 1: $\mu^- = 4 * 10^4$ и $\mu^+ = 1.8 * 10^4$ при температуре жидкого азота. Отсюда вытекает требование к материалу: приемлемое время жизни носителей в заготовках для создания детекторов это миллисекунды и более.

Таблица 1		
Некоторые физические характеристики кремния и гер-	Ge	Si
мания		
Атомный номер	32	14
Атомная масса	72,60	28,06
Плотность при 300 ⁰ К, г/см ³	5,32	2,33
Число атомов в см ³	$4.4 \cdot 10^{22}$	$4.5 \cdot 10^{22}$
Относительная диэлектрическая постоянная Е	16	12
Ширина запрещенной зоны при 300 ⁰ К, <i>E</i> _g , эВ	0,665	1,115
Ширина запрещенной зоны при 0 ⁰ К, <i>E</i> _g , эВ	0,746	1,165
Средняя энергия для образования пары, эВ, ω	2,96	3,76
Подвижность электронов при 77°К, см ² /В·с	3,6.104	$4 \cdot 10^{4}$
Подвижность дырок при 77 ⁰ К, см ² /В·с	$4,2.10^{4}$	$1,8.10^{4}$

Подвижность электронов при 300°К, см ² /В·с	3900	1350
Подвижность дырок при 300°К, см ² /В·с	1900	480
Собственное удельное сопротивление при 300°К, Ом·см	47	$2,3.10^{5}$
Собственное удельное сопротивление при 77 ⁰ К, Ом·см	8	8
Концентрация собственных носителей при 300°К, $n_i = p_i$, $1/cm^3$	2,4 · 10 ¹³	1,5 · 10 ¹⁰
Концентрация собственных носителей при 273°К, $n_i = p_i$, $1/cm^3$	4,7 · 10 ¹²	1,3 · 109
Концентрация собственных носителей при 77°К, $n_i = p_i$, $1/cm^3$	2,3 · 10 ⁻²⁰	3,2 · 10 ⁻⁷
Собственное удельное сопротивление при 77 ⁰ К, Ом·см	8	∞
Фактор Фано при 77 ⁰ К	0,085-0.143	0,084-0,16

3. **Z** материала и его плотность ρ . Чем выше значения Z и ρ , тем больше удельные ионизационные потери для заряженных частиц и сечения элементарных процессов взаимодействия гамма-квантов с атомами, т.е., тем выше эффективность регистрации. С этой точки зрения использование германия предпочтительнее, по сравнению с кремнием. Отметим, что и другие материалы (составные полупроводники) используются и исследуются на предмет применения в качестве исходного материала для изготовления детекторов. В качестве примера приведем иодид ртути HgI_2 и теллурид кадмия CdTe.

4. Удельное сопротивление. Очень важным свойством материала применяемого для изготовления детекторов является его удельное сопротивление. Предположим, что в качестве заготовки полупроводниковой ионизационной камеры мы взяли кубик кремния с ребром в 1см. Чтобы приложить разность потенциалов и обеспечить электрическое поле в объёме полупроводника, создадим омические контакты на двух противоположных гранях кубика. Омический контакт это контакт, не обладающий выпрямляющими свойствами, т.е. контакт способный свободно пропускать заряды обоих знаков в обоих направлениях. Если к такому устройству приложим разность потенциалов, то установится равновесное распределение концентрации носителей. Сколько, например, электронов уходит из объема в единицу времени через один контакт, столько же втекает в объем через другой контакт. Учтём, что достигнутое к настоящему времени за счёт очистки удельное сопротивление кремния составляет порядка 50000 Ом см. Т.е. кубик, о котором речь шла выше, будет обладать сопротивлением 50 кОм. При напряжении в 50 вольт через объём будет протекать темновой ток 1 мА. Это очень большой ток для детектора. Флуктуации тока являются источником шума, который будет маскировать полезные сигналы и ухудшать энергетическое разрешение прибора. Следует сказать, что темновые токи современных гаммадетекторов составляют наноамперы и меньше, токи кремниевых детекторов это сотые доли миллиампера. Приведенные в таблице значения относятся к абсолютно чистым германию и кремнию, т.н. собственным (intrinsic) полупроводникам. Видно, что ни один детектор из германия или кремния, построенный на приведённом выше принципе, при комнатной температуре работать не будет. Выход из этого положения состоит в том, чтобы, вопервых, использовать как можно более чистый материал, охлаждать его до температуры, например, жидкого азота (77⁰ K) и, во-вторых, использовать свойства p - n переходов. Германий в отличие от кремния, в частности, в силу меньшей температуры плавления $(t_{\pi\pi} (Ge) = 959 \,^{0}C, t_{\pi\pi} (Si) = 1410 \,^{0}C$) позволяет провести очистку до уровня 10^{10} примесных атомов в \mathbb{CM}^3 , т.е. один примесный атом на 10^{12} атомов германия. Область обратно смещенного p - n перехода, созданная в особо чистом германии, обеднённая зарядами, используется как чувствительная область детектора. Использование свойств обратно смещенных p - n переходов приводит к резкому увеличению сопротивления детектора и уменьшению темнового тока. Большинство детекторов работают именно на этом принципе. Это позволяет в ряде случаев работать с детектора и всей системы. Вся спектрометрия заряженных частиц осуществляется либо при комнатной температуре, либо при небольшом охлаждении детектора. С другой стороны практически вся гаммаспектрометрия с полупроводниковыми детекторами проводиться при азотной температуре.

Хронологически первым способом получения германия и кремния со свойствами близкими к свойствам собственного полупроводника был компенсационный способ. Путём дрейфа ионов лития в германий и кремний можно добиться практически полной компенсации акцепторной примеси в полупроводниках. В результате можно получить кристалл со свойствами, близкими к свойствам собственного полупроводника. Этот метод используется с 60-х годов при производстве Ge(Li) и Si(Li) детекторов.

3. Краткие сведения из физики твердого тела³.

3.1. Собственные полупроводники.

Германий и кремний принадлежат к элементам четвертой группы периодической системы. На внешней оболочке этих атомов находится по четыре валентных электрона, посредством которых осуществляется ковалентная связь с четырьмя соседними атомами. Германий и кремний являются кристаллами. Плоская модель идеального (**intrinsic**) кристалла кремния (или германия) при температуре $T = 0^0 K$ может быть представлена в виде, представленном на рисунке 1.

³ Этот раздел может быть опущен при первом чтении.



Рис.1. а. Плоская модель кристаллической решетки беспримесного (идеального, собственного) кремния при двух температурах. б. Соответствующие энергетические диаграммы. E_g - ширина запрещенной зоны. E_v – верхний край валентной зоны. E_c - нижний край зоны проводимости. E_i – положение уровня Ферми (приблизительно в середине запрещенной зоны). χ - аффинити, сродство к электрону – аналог работы выхода электрона в металлах ϕ_m . E_e – кинетическая энергия электрона (отсчитывается от дна зоны проводимости вверх). E_h - кинетическая энергия дырки (отсчитывается от верхнего края валентной зоны вниз).

Si+4 - таким способом обозначены узлы кристаллической решетки с положительным зарядом, кратным четырем зарядам электрона. Чёрными точками обозначены валентные электроны. На рисунке 1б изображена энергетическая диаграмма кристалла согласно зонной теории. При $T = 0^0 K$ все электроны находятся в валентной зоне $E \leq E_v$; зона проводимости $E \ge E_c$ пуста. E_g - ширина запрещенной зоны, т.е. энергия, которую надо затратить для отрыва электрона из ковалентной связи (т.е. из валентной зоны) в пространство между узлами (т.е. в зону проводимости). Величина E_g слабо зависит от температуры, значения E_g для германия и кремния для двух значений температур приведены в таблице 1. При повышении температуры часть электронов переходит из валентной зоны в зону проводимости, в результате образуется пара "свободных" носителей заряда: электрон в зоне проводимости и дырка (отсутствие электрона) в валентной зоне. Происходит т.н. термогенерация носителей. Именно, эти носители обеспечивают электропроводность собственного полупроводника. На рис. 1а и 16 проиллюстрирован процесс термогенерации. Количество образующихся носителей экспоненциально зависит от ширины запрещенной зоны И температуры. В предэспоненциальный множитель вхолит произведение плотностей состояний вблизи дна зоны проводимостми и у верхнего края валентной зоны [2]. В таблице 1 приведены значения концентраций собственных носителей электронов n_i и дырок p_i для нескольких температур. Как видно эти концентрации отличаются для германия и кремния на 3 порядка при $T = 300^0 K$, что и обеспечивает разницу в проводимости σ и удельном сопротивлении ρ для германия и кремния. Используя данные таблицы 1 и формулу (1), эти величины легко могут быть рассчитаны.

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q_e(\mu^- n_i + \mu^+ p_i)}$$
(1)

 $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кул. - заряд электрона. Отметим, что для собственного полупроводника $n_i = p_i$.

3.2. Примесные полупроводники.

Полупроводниковые материалы даже после очистки содержат примесные атомы. Кроме того, в исходный материал для получения заданных свойств у полупроводника могут вводиться примеси дополнительно. Различают примеси доноры и акцепторы. Доноры это, как правило, элементы пятой группы периодической системы, имеющие на внешней оболочке пять электронов. Это могут быть атомы P, As, Sb. Акцепторы - это элементы третьей группы такие, как B, Al, In, у которых на внешней оболочке три электрона. На рисунке 2 показан кристалл кремния, в котором часть атомов в узлах заменена атомами фосфора P, а часть атомами бора B. Наличие доноров в кристаллической решётке германия или кремния приводит к появлению слабо связанных электронов, а в случае акцепторных атомов - к появлению дырок (узлы, занятые атомами фосфора и бора на рис.2а).





Рис.2. а - плоская модель примесного кристалла кремния. б – энергетическая диаграмма соответствующая рис.2а. E_F^n и E_F^h - уровни Ферми для полупроводников n и p типа соответственно. E_i - уровень Ферми для собственного полупроводника.

В результате на энергетической диаграмме кристалла в запрещенной зоне появляются уровни от примесных донорных атомов (на расстоянии порядка 0.02 - 0.04 эВ вблизи дна зоны проводимости). Акцепторные атомы дают уровни вблизи края валентной зоны (приблизительно на таком же расстоянии), рис.26. При комнатной температуре примесные атомы полностью ионизированы, т.е. донорные атомы теряют "лишние" электроны и превращаются в неподвижные положительно заряженные ионы. Акцепторные атомы, присоединив электроны, превращаются в неподвижные отрицательно заряженные ионы. Стрелками 1 и 2 на рис.2а показаны механизм ионизации примесных атомов фосфора и бора, т.е. образование примесной проводимости. Из энергетической диаграммы, рис.26, понятно, что примесная проводимость преобладает над собственной в силу того, что энергия, которая требуется для ионизации примесных атомов, существенно меньше ширины запрещенной зоны, т.е. той энергии, которая определяет собственную проводимость полупроводника, стрелка 2 на рис.26. Стрелками 6 проиллюстрирована возможность прямой рекомбинации носителей. Оказывается, что в ряде случаев прямая рекомбинация затруднена, т.к. это связано с передачей импульса кристаллической решётке [2]. Рекомбинация может проходить через примесные атомы, уровни которых лежат близко к середине запрещенной зоны (глубокие уровни). Стрелками 4 на рисунке показана возможность компенсации примесей в полупроводнике путем внедрения доноров или акцепторов. Пятый валентный электрон атома фосфора может скомпенсировать дырку вблизи узла с атомом бора, при этом происходит образование неподвижных ионизированных атомов. Свободных носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне не возникает. Если добиться одинаковой концентрации атомов фосфора и бора, то получиться полностью скомпенсированный материал со свойствами, близкими к свойствам собственного полупроводника. Такой полупроводник часто называют полупроводником і - типа. Другим методом компенсации дырочной проводимости является метод введения в полупроводник атомов лития. Атомы лития, располагающиеся в междоузлиях решётки, теряют валентный электрон, компенсируют акцепторную примесь (смотри стрелку 5 на рис.2а). Эта техника, как уже отмечалось, используется при изготовлении Si(Li) и Ge(Li) детекторов. Германий і типа, наряду с германием высокой очистки, широко используется при производстве германиевых детекторов большого объёма.

Способы введения примесей в полупроводники весьма многообразны, например, путём добавления примесей в расплав, из которого выращивается кристалл, путём диффузии, например, из газовой фазы в кристаллическую заготовку, путем ионной имплантации с помощью ионных ускорителей. Упомянем здесь весьма распространенный метод получения n - кремния в ядерных реакторах, т.н. нейтронный трансмутационный метод. Исходный кремний, имеющий донорную примесь (атомы бора трудно удалить из кремния), помещают в ядерный реактор. В результате ядерной реакции (n, γ) на изотопе ³⁰Si (3,1 % в природном кремнии) и последующего бета распада ³¹Si образуется ³¹P, который является донором. Варьируя нейтронную дозу, можно нарабатывать различное количество донорных атомов, тем самым изменять проводимость кремния.

В зависимости от того какой примеси больше донорной (N_d) или акцепторной (N_a) полупроводник будет обладать той или иной проводимостью. Если $N_d > N_a$, то результирующая проводимость будет электронной, получаем полупроводник n типа, если имеет место обратное соотношение концентраций примесей, то проводимость будет в основном pтипа, т.е. дырочной. В зависимости от концентрации примесных атомов различают слабо легированные и сильно легированные полупроводники, которые часто обозначают $n^{-}, p^{-}; n^{+}, p^{+}$. Знаки минус и плюс означает маленькую или большую концентрацию соответствующих примесей. Типичный диапазон концентрации примесей, например, для кремния $10^{13} - 10^{19}$ атомов в кубическом сантиметре.

В теории твердого тела показывается [3,4], что в полупроводнике, находящемся в равновесном состоянии, всегда выполняется соотношение:

$$n \cdot p = n_i^2 \tag{2}$$

где *п* и *р* концентрации электронов и дырок соответственно.

Это соотношение очевидно для идеального полупроводника, но оно справедливо и для примесного полупроводника.

Ещё раз подчеркнем, что для изготовления детекторов ядерных излучений требуются высокоомные материалы.

3.3. Образование и свойства р-п перехода.

Рассмотрим гипотетический способ образования p - n перехода между двумя областями, обладающими p и n типами проводимости, рис. 4а. Показаны только примесные атомы! Предполагаем: концентрация примесей в левой части приблизительно равна концентрации примесей в правой части, примеси равномерно распределены по объёму, заготовки находятся в тепловом равновесии и что левая и правая части электрически нейтральны. Кружками со знаками минус и плюс показаны неподвижные ионизированные акцепторные и донорные атомы. Маленькими открытыми и сплошными кружками показаны подвижные дырки и электроны проводимости. На рис.46 приведены соответствующие энергетические диаграммы.



Рис. 3. а – две области с *р* и *n* типами проводимости до сближения. б – соответствующие диаграммы зонной теории. *p*, *n*, *N*_a, *N*_d -концентрации электронов, дырок, акцепторных и донорных атомов соответственно.

Обеспечим "тесный" контакт между двумя материалами. Из-за наличия градиента концентрации электронов и дырок между двумя частями системы возникнут диффузионные токи. Будет иметь место тенденция к выравниванию концентрации электронов и дырок по всему объёму всей системы, электроны будут диффундировать в р - область, а дырки в n область, интенсивно рекомбинируя друг с другом в приконтактной области. Электроны, покидая n - область, оставляют после себя вблизи границы слой неподвижных (они находятся в узлах кристаллической решётки) ионизированных (они потеряли электроны) донорных атомов, а дырки, покидая р - область, оставляют после себя отрицательно заряженный слой из неподвижных ионизированных акцепторных атомов. Таким образом, образуется двойной электрический слой, составленный из двух областей неподвижных объёмных зарядов. Это и есть p - n переход. Описываемый переход называется резким переходом, что связано с резким изменением *р* и *n* концентрации. Появляется электрическое поле в пространстве между этими областями и, соответственно, разность потенциалов, которая называется контактной разностью потенциалов. Электрическое поле в этом слое, направленное из n - области в p - область, препятствует дальнейшей диффузии электронов и дырок, однако, это поле способствует дрейфу (движению в поле перехода) дырок из *n* - области и электронов из *p* - области. До этого места в изложении мы считали, что слева в области есть только дырки, справа только электроны. Однако и слева и справа исходно существует некоторое количество неосновных носителей из-за примесной и собственной проводимости. Через некоторое время в системе установиться равновесие: суммарные токи электронов и дырок через переход становятся равными нулю, выравниваются уровни Ферми по всей системе. Для каждого типа носителей ток диффузии компенсируется током дрейфа:

$$J_n = J_n(диф) + J_n(дрейф) = 0$$
 и $J_p = J_p(диф) + J_p(дрейф) = 0$ (3)

В результате получается система, которую можно проиллюстрировать рисунком 4.



Рис.4. Образование резкого перехода. а – упрощенная плоская модель перехода, б – соответствующая энергетическая диаграмма. $\varphi_p, \varphi_n, V_{bi}$ - электростатические потенциалы левой и правой части системы и контактная разность потенциалов соответственно. \vec{E} – вектор напряженности электрического поля в переходе. Стрелками 1 и 3 показано направление диффузии электронов и дырок соответственно. Стрелками 2 и 4 показано направление дрейфа электронов и дырок.

В равновесном состоянии суммарный заряд $q_e(N_d - N_a + p - n)$ слева при $x < -x_p$ и справа при $x > x_n$ равен нулю. Эти области электрически нейтральны. Предполагая, что $N_d = 0$ и $p \gg n$ в левой части и $N_a = 0$ и $n \gg p$ в правой части можно получить выражение для контактной разности потенциалов [3,4]:

$$V_{bi} = \varphi_n - \varphi_p = \frac{kT}{q_e} ln \frac{N_a N_d}{{n_i}^2} \tag{4}$$

Пример. Рассмотрим переход в кремнии при $N_d = 10^{15} \left(\frac{1}{cM^3}\right)$ и $N_a = 10^{18} \left(\frac{1}{cM^3}\right)$ при $T = 300^0 K$. Значение n_i берём из таблицы 1. $k = 1,38 \ 10^{-23} \ \text{Дж} \cdot K^{-1}$ - постоянная Больцмана. Подставив всё в (4) получим: $V_{bi} = 0,0259 \ \ln \frac{10^{18} 10^{15}}{(1,4510^{10})^2} = 0,775 \ \text{B}$. Такую разность потенциалов надо преодолеть электрону, чтобы попасть из зоны проводимости в правой части в зону проводимости левой половины системы. Однако, электроны из левой части под действием поля перехода могут свободно переходить направо. Дырки, в свою очередь, беспрепятственно могут переходить справа налево и должны преодолевать тот же барьер при переходе слева направо. Таким образом, переход обладает выпрямляющими свойствами: пропускает ток в одном направлении и не пропускает в другом. Область $(-x_p, x_n)$, без свободных носителей заряда, называется обеднённой области:

$$W = x_p + x_n \tag{5}$$

Возникающие в этой области электроны и дырки за счёт ионизации, за счёт освещения или в результате тепловых колебаний быстро удаляются электрическим полем из этой области, вызывая в замкнутой цепи сигнальный ток. Именно эта область и является чувствительным объёмом полупроводникового детектора. Какова толщина возникающего перехода, его ёмкость, напряженность электрического поля в переходе? Для того чтобы ответить на эти вопросы предположим, что распределение неподвижных зарядов в обеднённой области имеет вид, как на рис. 56. Условия сохранения заряда запишем в виде:

$$N_a x_p = N_d x_n \tag{6}$$

Вид потенциала и напряженности поля для данного распределения зарядов могут быть получены интегрированием уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s} = -\frac{q_e}{\varepsilon_s} (N_d - N_a + p - n)$$
(7)

 $\varepsilon_s = \varepsilon \varepsilon_0$ – диэлектрическая постоянная полупроводника, ε – относительная диэлектрическая постоянная, см. табл.1, $\varepsilon_0 = 8.85 \ 10^{-14} \Phi$ /см – вакуумная диэлектрическая по-

стоянная. Интегрируя уравнение (5) и учитывая очевидные граничные условия, получим, что напряженность электрического поля имеет вид, представленный на рис.6в, а потенциала на рис.6г. Аналитические выражения можно посмотреть [3,4] или получить, интегрируя уравнение (7) самостоятельно. Максимальное значение напряжённости поля и толщина перехода выражаются следующим образом:

$$E_m = \frac{q_e N_d x_n}{\varepsilon_s} = \frac{q_e N_a x_p}{\varepsilon_s}$$
(8)
$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q_e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d}\right] V_{bi}}$$
(9)

Если выполняется условие $N_a \gg N_d$, то такой переход называется несимметричным переходом. Полагая $N_d = n$ и учитывая (1), выражение для толщины перехода (9) примет следующий вид:

$$W = \sqrt{2\varepsilon_s \,\mu_n \rho_n V_{bi}} \tag{9}$$

*р*_{*n*}- удельное сопротивление заготовки.
 Между параметрами перехода существует ещё одно соотношение:

$$V_{bi} = \frac{1}{2} E_m W \tag{10}$$



Рис.5. Резкий р - n переход. Концентрации донорных и акцепторных атомов приблизительно одинаковы.

б – Распределение плотности неподвижных зарядов.

- в Напряженность электрического поля.
- г Распределение потенциала.

В том случае, когда концентрация примеси на одной стороне перехода во много раз больше, чем на другой, вся обеднённая область, согласно (6) смещается в область с малой концентрацией примеси. Переход такого типа называется односторонним резким переходом. Несимметричные переходы широко используются на практике и, в частности, при изготовлении детекторов. На рисунке 6 приведены диаграммы для $p^+ - n$ перехода.



Рис.6. Несимметричный резкий $p^+ - n$ переход. $W \approx x_n$, т.к. $N_a \gg N_d$.

На рис.6в показано влияние напряжения смещения на толщину обеднённой области. W_0 , W_1 – толщина перехода в равновесном состоянии и при обратном смещении, см. рис.7. Приведём расчёт параметров несимметричного резкого $p^+ - n$ перехода на основе кремния при комнатной температуре $T = 300^0 K$. $N_d = 10^{16} \left(\frac{1}{\text{см}^3}\right)$ и $N_a = 10^{19} \left(\frac{1}{\text{см}^3}\right)$. Значение n_i берём из таблицы 1.

$$V_{bi} = (0,0259) ln \frac{10^{19} 10^{16}}{(1,45\,10^{10})^2} = 0,874\,\mathrm{B}$$
(11)

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q_e} \left[\frac{1}{N_d}\right] V_{bi}} \approx 0,34 \text{ мкм}$$
(12)

$$E_m = \frac{q_e N_d W}{\varepsilon_s} = 5 \cdot 10^4 \text{B/cm}$$
(13)

Приведенный пример показывает, что толщина перехода в равновесном состоянии чрезвычайно мала. Для того чтобы расширить обеднённую область вплоть до полного обеднения W = d, рис.6в, к p - n переходу прикладывают дополнительную разность потенциалов, совпадающую по знаку со знаком контактной разности потенциалов. Энергетическая диаграмма p - n перехода в этом неравновесном случае будет выглядеть следующим образом, рис.7



Рис.7. Смещённый в обратном направлении p - n переход. Стрелками 1 и 2 показан дрейф электронов и дырок (неосновных носителей в соответствующих областях), которые обуславливают обратный ток через переход.

Толщина обеднённой области может быть записана в виде:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q_e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d}\right] (V_{bi} + V)}$$
(14)

Вольтамперная характеристика идеального p - n перехода справедливая как для смещения в обратном, так и прямом направлении имеет следующий вид [3]:

$$J = J_0 (e^{\frac{q_e v}{kT}} - 1)$$
(15)

Обратный ток J_0 через переход определяется электронами в p — области и дырками в n — области, которые являются неосновными носителя в этих областях (их там мало). Электроны и дырки в результате теплового движения (диффузии) оказываются вблизи перехода, захватываются полем перехода и дрейфуют в этом поле через переход. Током диффузии основных носителей можно пренебречь, т.к. для них появляется значительный барьер $q_e \cdot (V_{bi} + V)$, (см. рис.7). При приложении напряжения с противоположным знаком относительно контактной разности потенциалов, происходит уменьшение высоты барьера для основных носителей $q_e \cdot (V_{bi} - V)$ и, в результате, ток через переход резко возрастает. Этот режим работы перехода важен при рассмотрении работы выпрямительных и импульсных устройств.

Другой важной характеристикой p - n перехода является его ёмкость. Можно показать, что объёмный двойной электрический слой обратно смещённого перехода можно рассматривать, как плоский конденсатор. Обкладки конденсатора разнесены на толщину перехода W. Диэлектриком является полупроводник с диэлектрической постоянной \mathcal{E}_s . Ёмкость перехода называется барьерной ёмкостью и может быть выражена следующим образом:

$$C = \frac{\varepsilon_s}{W} = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q_e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d}\right] (V_{bi} + V)}}$$
(16)

В формуле (16) ёмкость перехода отнесена к единице площади, т.е. имеет размерность $\left[\frac{\Phi}{cM^2}\right]$. Подставив значения параметров из предыдущего примера, получим, что барьерная ёмкость несмещенного перехода площадью **1 см²** равна 31,2 нФ. Это недопустимо большая ёмкость для детектора ядерных излучений. Приложив значительное напряжение и обеднив полностью объём полупроводника (кубик с ребром в 1см), получим барьерную ёмкость равную 1пФ. Режим работы детекторов выбирается таким, чтобы происходило полное обеднение полупроводника, тем самым достигается максимальный объём чувствительной области при минимальной ёмкости детектора. От величины ёмкости барьера (детектора) сильно зависят шумовые свойства спектрометра, чем меньше эта ёмкость, тем лучше эти свойства. К сожалению, увеличивать напряжение смещения и, следовательно, напряжённость поля в переходе беспредельно нельзя, может наступить пробой перехода, и детектор выйдет из строя.

4. Типы полупроводниковых кремниевых детекторов, применяемых для регистрации заряженных частиц.

Для регистрации электронов, протонов, альфа-частиц, тяжёлых ионов широко применяются детекторы на основе кремния. Как правило, используются детекторы с несимметричным p-n переходом. При изготовлении детекторов для регистрации заряженных частиц используется высокоомный кремний. Могут использоваться заготовки кремния как n, так и p типа. Как видно из формул (9 и 9'), чем меньше концентрация основных носителей в заготовке, тем больше толщина обедненной области. Толщины детекторов для заряженных частиц, как правило, не превышают нескольких миллиметров.

В диффузионно-дрейфовых детекторах создание перехода осуществляется, например, диффузией p^+ примеси с одной стороны заготовки кремниевой пластины n- типа. Толщина мёртвого слоя p^+ в этих детекторах получается весьма значительной. По этой причине эти детекторы малоприменимы для спектроскопии альфа-частиц и тяжёлых ионов. В так называемых **поверхностно-барьерных детекторах** p - n переход возникает между напылённым тонким слоем металла (золото Au) и кремниевой заготовкой, рис.8.



Рис. 8. Схема поверхностно-барьерного детектора [2].

Детекторы этого типа широко применялись ранее для спектроскопии альфа-частиц и более тяжелых ядер. Однако, низкая стабильность работы и плохая воспроизводимость параметров детекторов, связанная с рядом факторов (утечки по поверхности и др.), привела к замене этой технологии на планарную технологию, которую используют при изготовлении цифровых микросхем.

На следующем рисунке приведены этапы изготовления планарных детекторов.



Рис. 8. Технологические стадии изготовления кремниевых детекторов *p* – *n* переходом в планарной технологии.

На первом этапе проводится оксидация полированной заготовки кремния цилиндрической формы. Т.е. наращивается слой окиси кремния *SiO*₂ для защиты поверхностей заготовки.

На следующей стадии наносится фоторезист на рабочую сторону заготовки. Происходит экспонирование фоторезиста через маску. Маска задаёт геометрию окна детектора. В местах, где фоторезист был засвечен, происходит его травление (удаление) совместно с окисью кремния. Это процесс литографии.

Далее проводится имплантация бора через образовавшееся окно и фосфора с обратной стороны заготовки. Имплантация производится ионными ускорителями, что позволяет получить тонкие n^+ и p^+ слои. В результате происходит формирование выпрямляющего перехода $p^+ - n$ типа и блокирующего контакта с обратной стороны. Затем осаждается алюминий для создания контактов. Толщина входного окна (со стороны p^+ слоя) в этом случае получается порядка 20-50 нм (500 Å).



Рис.9. Разрез планарного детектора, включенного в электрическую цепь.

При подаче напряжения смещения основной p^+ - n переход расширяется в сторону n^+ контакта и при некотором напряжении вся область кремниевой заготовки оказывается обеднённой (см. рис.6).

Предположим, что в сформированную чувствительного область через p^+ область (входное окно детектора) попадает ионизирующая частица. В обеднённой области создаются свободные заряды электроны и дырки. Под действием поля перехода они двигаются к соответствующим областям, рис.9. Во внешней цепи течёт индукционный ток, вызывая падение напряжения на резисторе R. Этот импульс напряжения и есть полезный сигнал. Дырки и электроны, созданные в обеднённой области, беспрепятственно уходят из неё под действием поля: дырки наверх, а электроны вниз, см. рис.9. Необходимо обеспечить блокирующее действие контакта внизу схемы, чтобы через него не втекали дырки вместо ушедших из области через верхний контакт. Для этого и предусматривается слой n^+ . Между ним и чувствительным слоем образуется $n - n^+$ переход, обладающий блокирующим действием для дырок. Электроны уходят через этот контакт беспрепятственно. Основной контакт $p^+ - n$ обладает блокирующим действием по отношению к электронам, не позволяя им войти в обеднённую область взамен ушедшим через нижний контакт. До этого места в изложении не рассматривалось, каким образом подключается полупроводника обеспе-

чивался металлический контакт. Только к металлу можно припаять, приварить проволочки...." Электроника – наука о контактах", в этой банальной фразе заключён в данной ситуации большой смысл. Для обеспечения омического электрического контакта на поверхность полупроводников наносят металлический слой, например, алюминия. Эти слои на рис. 9 обозначены буквой т. Известно, что между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциалов. Образуется переход наподобие рассмотренного ранее $p^+ - n$ перехода, рис.6. Переход металл - полупроводник носит название перехода Шоттки. Металл в данном случае играет роль p^+ (!) слоя, если работа выхода для него больше, чем величина аффинити (сродство к электрону) полупроводника, рис.1. Если металл наноситься на полупроводник, обладающий высокой концентрацией носителей, например, n^+ , то толщина перехода получается чрезвычайно малой и носители проходят сквозь возникший барьер почти беспрепятственно за счёт туннельного эффекта [4]. Тем самым обеспечивается омический контакт.

Таким образом, любой полупроводниковый детектор в разрезе "сэндвич", состоящий из нескольких слоёв, рис.9. Технология создания различных слоёв весьма разнообразна: напыление металлов, диффузия, ионная имплантация ускорителями. Слои получаемые диффузией, как правило, обладают значительной толщиной (100- 1000 нм), что приводит к появлению "мертвого" (нечувствительного) слоя в детекторе. Особенно это нежелательно при регистрации сильно ионизирующих частиц, таких как альфа-частицы.

Если в качестве заготовки детектора (рис. 8) взять компенсированный литием кремний, то получим так называемый **p-i-n** детектор (**i-intrinsic**).Структура Si(Li) детекторов подобна той, которая приведена на рис.8 и рис.9. В середине находится полностью компенсированный литием кремний **I**-слой, рисунок 10.



Рис.10. а - схема **р-і-п** детектора, б - объёмный заряд, в - напряжённость поля.

Роль $p^+ u n^+$ областей для этого типа детектора принципиально другая. В результате диффузии дырок и электронов в i -область происходит их рекомбинация. В равновесном состоянии p^+ область заряжена отрицательно за счёт ионизированных акцепторных атомов, а n^+ область заряжена положительно за счёт ионизированных донорных атомов, в i -

области нет свободных зарядов. Даже при нулевом напряжении смещения обеднённой областью является весь объём i -области d. Напряженность поля постоянна по всей области и равна $(V_{bi} + V)/d$. Именно этот тип детектора полностью аналогичен газонаполненной ионизационной камере с плоскими электродами.

С использованием планарной технологии разными фирмами изготавливаются детекторы как с несимметричным p-n переходом, так и с p-i-n структурой. Например, фирма Canberra производит такие детекторы под фирменным названием PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon). Этот тип детектора используется в данной работе.

5. Энергетическое разрешение спектрометра с полупроводниковым детектором

Прохождение ионизирующей частицы или гамма кванта в чувствительном объёме детектора приводит к образованию большого количества электронно-дырочных пар. Средняя энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары в Si, $\omega = 3,66$ эВ. Допустим, что частица с энергией *E* полностью потратила свою энергию в чувствительном объёме детектора. Тогда среднее число образовавшихся пар будет равно

$$\overline{n} = \frac{E}{\omega} \tag{17}$$

где ω - средняя энергия образования электронно-дырочной пары. Если все носители будут собраны на соответствующих электродах, то величина амплитуды импульса будет пропорциональна энергии *E*. Неполный сбор заряда приведёт к меньшим сигналам и ухудшит энергетическую разрешающую способность. Основные эффекты, определяющие полноту сбора заряда-это захват и рекомбинация. Отметим, что при использовании детекторов, охлаждённых до температуры жидкого азота, эффекты захвата весьма существенны, так как время, проведённое носителями в ловушке, увеличивается с понижением температуры. Рекомбинация важна на первой стадии процесса образования пар, когда электрон и дырка находятся вблизи места их образования. Особенно важен этот эффект при регистрации тяжелых заряженных частиц с высокой плотностью ионизации.

Энергетическое разрешение спектрометра, понимаемое как "ширина пика полного поглощения на половине высоты, выраженная в энергетических единицах"- $\Delta E^{1/2}$, можно записать в виде трёх независимых слагаемых:

$$(\Delta E^{1/2})^2 = \Delta E_{\text{ger}}^2 + \Delta E_{\text{cfop}}^2 + \Delta E_{\Im}^2$$
(18)

(Суммируются дисперсии независимых случайных величин).

В формуле (18) не учтен ряд факторов, существенных при регистрации альфа-частиц. Это ухудшение разрешения из-за конечной толщины входного окна детектора и из-за толщины источника альфа-частиц.

 $\Delta E_{\text{дет}}$ - это предельное энергетическое разрешение детектора, определяемое флуктуациями в числе образующихся электронно-дырочных пар. Если бы случайная величина n была распределена по закону Пуассона, тогда дисперсия случайной величины равнялась бы среднему значению случайной величины: $D(n) = 1 \cdot \bar{n}$. Стандартное отклонение, которое характеризует разброс случайной величины относительно среднего значения, можно записать в виде:

$$\sigma = \sqrt{D(n)} = \sqrt{\overline{n}} \tag{19}$$

Распределение Пуассона имеет место в случае, когда реализуется много путей потери энергии частицей помимо образования пар электрон-дырка. С другой стороны, если единственный механизм потери энергии падающей частицей является процесс образование пар электрон-дырка, то флуктуаций не будет: $D(n) = 0 \cdot \overline{n} = 0$. Однако, наряду с процессом образования пар электрон-дырка, имеются и другие пути потери энергии (например, возбуждение атомов, возбуждение колебаний решетки), но их мало. Реальный случай находится между двумя этими вариантами. Это учитывается сомножителем F, который называется фактором Фано. Его значения приведены в табл.1.

$$D(n) = F \cdot \bar{n} \tag{20}$$

Выражение (20) является определением фактора Фано. Учитывая, что уже при $\bar{n} > 20$ распределение Пуассона неотличимо от Гауссова распределения, можно записать ширину распределения случайной величины n на половине высоты следующим образом:

$$\Delta n = 2.35 \sqrt{D(n)} = 2.35 \sqrt{F\overline{n}} = 2.35 \sqrt{F\frac{E}{\omega}}$$
(21)

тогда предельное энергетическое разрешение будет иметь вид:

$$\Delta E_{\text{ger}} = \Delta n \cdot \omega = 2.35 \sqrt{F \omega E} \tag{22}$$

Например, для энергии альфа-частиц $E_{\alpha} = 5.5$ МэВ, взяв фактор Фано равным 0.1, получим значение для предельного энергетического разрешения Si-детектора $\Delta E^{1/2} = 3.33$ кэВ.

В реальном эксперименте энергетическое разрешение будет заведомо хуже из-за факторов, которые описываются вторым и третьим слагаемыми в (18), а также из-за конечности толщин источника и входного окна детектора. Можно привести такие значения реального разрешения для $E\alpha = 5.5$ МэВ, полученного с поверхностно-барьерным и планарным детектором: 12 кэВ и 10.6 кэВ соответственно. Флуктуации в сборе зарядов (второе слагаемое в (18)) могут быть особенно существенными для детекторов большого объёма, а также из-за плазменного эффекта, который возникает при прохождении альфа-частицы в кремнии. Большая плотность ионизации приводит к рекомбинации электронов и дырок в треке альфа-частицы. В результате часть полезных зарядов теряется, амплитуда сигнала уменьшается. И, наконец, третий фактор, шумы электроники, последнее слагаемое в (18). В этом слагаемом содержится, в частности, вклад шумов темнового тока детектора в энергетическое разрешение. В общем случае, темновой ток обратно смещенного p - n перехода имеет два слагаемых, имеющих объёмную и поверхностную природу. Токи утечки по поверхности зависят от качества обработки поверхности и специальных мер таких, как охранные кольца. Объёмный ток утечки имеет две составляющих: диффузионную и генерационную. Диффузионный обратный ток, как уже отмечалось (обсуждение рис.7), определяется концентрацией неосновных носителей в электрически нейтральных областях вне обеднённой области *p* – *n* перехода. Генерационная составляющая обратного тока возникает из-за термогенерации носителей в обеднённой области. Количество этих носителей зависит от объёма детектора и, как и диффузионная составляющая, имеет сильную зависимость от температуры. При температуре жидкого азота, при которой работают германиевые детекторы, генерационный ток преобладает над диффузионным током. Величины обратных токов германиевых детекторов составляют наноамперы и менее. Обратные токи кремниевых детекторов, работающих при комнатной температуре, имеют величину порядка десятков наноампер.

6. Схема альфа-спектрометра.

Большие возможности полупроводниковых детекторов могут быть использованы полностью только при наличии электронной аппаратуры, сконструированной в соответствии с характеристиками детекторов. Электроника должна обладать следующими свойствами: большим коэффициентом усиления, низким уровнем шумов, температурной стабильностью и высокой загрузочной способностью. Так как альфа-частицы обладают малой длиной пробега в воздухе при нормальных условиях, измерения спектров альфа-частиц проводятся только в вакуумных камерах при давлении порядка 0.1 мм.рт.ст. и ниже.

Структурная схема альфа-спектрометра с полупроводниковым детектором показана на рис.13.



Рис.13. Блок схема альфа-спектрометра с полупроводниковым детектором.

Предусилитель. Сигнал от детектора представляет собой импульс электрического тока. Происходит интегрирование тока (сбор заряда) на электродах детектора. Этот заряд создаёт падение напряжения U =Q/C, где C – суммарная ёмкость (детектор, монтаж и входная ёмкость предусилителя). Например, если в детекторе поглотится частица с энергией 1 МэВ, то в нём образуется сгустки электронов и дырок, обладающие зарядом $4.4 \cdot 10^{-14}$ Кл каждый, что при ёмкости 50 пФ соответствует сигналу с амплитудой 0.88 мВ. Этот сигнал усиливается малошумящим предварительным усилителем. Обычно используются зарядочувствительные предусилители. Особенность таких предусилителей состоит в том, что уровень сигнала на выходе не зависит от ёмкости детектора, которая может меняться в процессе работы, см. формулу (16).

Основной усилитель. Основное назначение основного усилителя — усиление импульсов, приходящих от предусилителя. Кроме того, основной усилитель обеспечивает формирование сигнала по длительности и форме для получения оптимального отношения сигнал/шум. Обычно в усилителях время нарастания и спада выходного импульса составляет несколько микросекунд.

Многоканальный анализатор (МА) состоит из АЦП и компьютера с программой анализатора. От основного усилителя сигналы поступают в аналого-цифровой преобразователь

(АЦП). Коды амплитуд импульсов сортируются с помощью программы компьютера, и выводятся на монитор в виде амплитудного спектра.

7. Альфа- спектрометр, используемый в данной работе.

В данной работе используется альфа-спектрометр Model 7401фирмы "Canberra"[8]. Спектрометр выполнен в виде модуля NIM двойной ширины. В состав спектрометра входит вакуумная камера, полупроводниковый детектор PIPS толщиной порядка 140 микрон, зарядочувствительный предусилитель, главный усилитель, источник высокого напряжения для детектора, генератор точной амплитуды. Модуль источников питания крейта NIM обеспечивает напряжениями питания все части спектрометра. На передней панели альфаспектрометра размещен цифровой дисплей и органы управления спектрометром. На дисплей можно выводить разные параметры спектрометра: давление в вакуумной камере, напряжение на детекторе, обратный ток детектора, амплитуду генератора и др. Все надписи на панели выполнены на английском языке. На фотографии ниже приведен общий вид крейта с модулями. На задней панели альфа-спектрометра находится патрубок для подключения вакуумного насоса и разъем с выхода основного усилителя.



Рис.14. Фото крейта с модулями. Второй модуль слева – альфа-спектрометр. Вакуумная камера закрыта и откачана.

Как видно по активным светодиодам, на дисплее отображается напряжение на детекторе (BIAS) - 34.2 В, напряжение подано (ON) на детектор.

Напряжение смещения детектора подается только тогда, когда камера откачана, порог по давлению составляет 0.5 мм рт.ст.(67 Ра). Типичное значение вакуума в камере 0.07 мм.рт.ст. В нижней части спектрометра находится ручка черного цвета. С помощью этой ручки происходит подключение вакуумного насоса к вакуумной камере и соответственно откачка и напуск атмосферы в камеру. Напуск атмосферы должен производиться только после выключения напряжения (тумблер BIAS – Off). Выбор значения напряжения детектора, откачка камеры и подача напряжения на детектор производится только персоналом лаборатории.



Рис.15. Устройство вакуумной камера альфа-спектрометра.

В данной работе применяется АЦП и программа ASW фирмы "РАДЭК" с настройкой на 4096 каналов при максимальной амплитуде входного сигнала 5 В.

8. Задачи, решаемые в данной работе.

- 1. Измерить альфа-спектр ²²⁶Ra. Проградуировать спектрометр, используя значения энергий альфа-частиц, см. таблицу 2 приложения. Идентифицировать линии в спектре ²²⁶Ra.
- 2. Получить спектр от неизвестного источника. Используя градуировку по энергии ²²⁶Ra, определить энергии линий в спектре неизвестного источника. Определить состав неизвестного источника, используя таблицу Зприложения.

- 3. Определить абсолютное и относительное разрешение спектрометра для всех линий спектра.
- 4. По линиям, которые соответствуют распаду ядер ²²⁶Ra и ²¹⁰Po, оценить время изготовления источника ²²⁶Ra.

9. Порядок выполнения работы

- 1. Прочесть описание.
- 2. Прочесть приложение 1 Законы радиоактивного распада,
- 3. приложение 2 Альфа-распад.
- 4. Ознакомиться с блок-схемой спектрометра и реальной установкой.
- 5. Включить крейт тумблером на задней стенке блока питания.
- 6. Поместить альфа-источник ²²⁶Ra на держатель источника. Закрыть дверцу вакуумной камеры.
- 7. 5. Включить вакуумный насос тумблером на его корпусе и выждать 2-3 минуты.
- 8. Потянуть черную ручку (рис.14) на себя и повернуть её на 90 градусов против часовой стрелки. Начнется откачка объёма вакуумной камеры. Правым тумблером вывести на дисплей значение давления в камере. Наблюдать процесс откачки. При давлении 0.2 мм.рт.ст. (показание на индикаторе 200) перевести дисплей в положение контроля за напряжением (BIAS). Подать напряжение на детектор (левый тумблер перевести в положение ON). Наблюдать за постепенным увеличением напряжения. Через некоторое время установиться предварительно заданное напряжение детектора (35-40 В). Если рост напряжения будет продолжен - немедленно перевести тумблер в положение OFF.
- 9. Запустить программу ASW. Подключить АЦП с экрана программы. Задать свою рабочую папку, например Ivan01, в папке для альфа-спектров (spec-a). Открыть свою папку и дать имя файлу: ²²⁶Ra.
- 10. Выставить время экспозиции 600 секунд и запустить программу для набора первого спектра.
- 11. Записать спектр в память, следуя подсказкам программы.
- 12. Выключить напряжение на детекторе, тумблер BIAS перевести в положение OFF.
- 13. Напустить атмосферу в камеру. Для этого черную ручку повернуть на 90 градусов по часовой стрелке и утопить её внутрь модуля. Насос можно не выключать. Открыть дверцу камеры и заменить источник ²²⁶Ra (№1) на "неизвестный" источник №2. Перейти к выполнению пункта 6 данного списка.
- 14. Дать имя новому файлу, например X1. Набрать спектр источника №2 и записать его в память.
- 15. Дать имя новому файлу имя G1, это будет спектр генератора точной амплитуды.
- 16. Перевести дисплей в положение CAL. Запустить на 5-10 секунд генератор точной амплитуды тумблером START. Записать спектр в память.

10. Обработка спектров.

При обработке спектров нужно использовать инструкцию фирмы РАДЭК к программе, HELP на экране монитора, а также помощь преподавателя.

Вывести спектры на принтер лаборатории.

Спектр ²²⁶ Ra будет иметь следующий вид:



Рис. 16. Амплитудный спектр альфа-частиц цепочки распада²²⁶Ra.

Занумеровать пики спектра как на рис.16.

Используя пик 2 и пик 7 произвести градуировку шкалы спектрометра по энергии на экране монитора! Это можно сделать, задавая номер канала и соответствующую энергию в окнах программы (см. инструкцию к программе ASW). Используя таблицу 2, расшифровать пики спектра²²⁶Ra.

Определить энергии линий в спектре №2. По таблице 3 определить, какие ядра испускают альфа-частицы в неизвестном источнике.

Определить ширину пика генератора точной амплитуды.

Все данные нужно заносить в таблицу:

№ пика	N _{канала} - положение	Е _а (кэВ)	$\frac{\Delta N^{1/2}}{\Pi III\Pi B}$	ΔЕ ^{1\2} (кэВ)	$R = \Delta E^{1/2} / E$ (%)	Нуклид
	пика		пика			

Проанализировать ширины альфа-пиков на половине высоты (ПШПВ) и сравнить их с шириной пика генератора и значениями для предельного энергетического разрешения, вычисленными для каждой альфа-линии спектра (формула 22).

По линиям от распада ядер ²²⁶Ra и ²¹⁰Po оценить время изготовления источника, использовать формулы 7a и 7б из приложения 1.

11. Содержание отчёта.

Отчет должен содержать полностью расшифрованные спектры.

Таблицу с энергетическим разрешением для линий спектра в сравнении с предельным разрешением.

Время изготовления источника ²²⁶Ra.

12. Контрольные вопросы.

- 1. Альфа-распад, радиоактивные семейства (смотреть приложения и сайт МГУ: [10], [11], [12]).
- 2. Цепочка распадов ²²⁶Ra.
- 3. Что такое вековое равновесие?
- 4. Принцип действия полупроводникового детектора.
- 5. Блок-схема альфа-спектрометра.
- 6. Предельное и реальное энергетическое разрешение.

Литература

- 1. G.F.Knoll. Radiation Detection and Measurements. J.Willey & Sons. Third Edition. 2000.
- 2. G. Lutz. Semiconductor Radiation Detectors. Springer. 1999.

3. S.M. Sze. J.Willey & Sons. Semiconductor Devices. 1985.

5. S.M. Sze. J.Willey & Sons. Physics of Semiconductor Devices. 1981.

7. Ю. К. Акимов и др. Полупроводниковые детекторы ядерных излучений и их применение. М., Атомиздат, 1967.

8. http://www.canberra.com/products/radiochemistry_lab/alpha-spectroscopy.asp

9. Практикум по ядерной физике, под ред. В.О.Сергеева. Спб,2006.

10. http://nuclphys.sinp.msu.ru/practicum/alpha/pages/dec.htm

11. http://nuclphys.sinp.msu.ru/practicum/alpha/pages/alpha.htm

12. http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e135.htm

Приложение 1 (материал с сайта МГУ [10]: .

http://nuclphys.sinp.msu.ru/practicum/alpha/pages/dec.htm)

Законы радиоактивного распада ядер

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Радиоактивный распад - статистический процесс. Каждое радиоактивное ядро может распасться в любой момент и закономерность наблюдается только в среднем, в случае распада достаточно большого количества ядер.

Постоянная распада λ - вероятность распада ядра в единицу времени.

Если в образце в момент времени t имеется N радиоактивных ядер, то количество ядер dN, распавшихся за время dt пропорционально N.

$$dN = -\lambda N dt.$$
(1)

Проинтегрировав (1) получим закон радиоактивного распада

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

 N_0 - количество радиоактивных ядер в момент времени t=0. Среднее время жизни τ -

$$\tau = \frac{\int_{0}^{\infty} t \mid dN/dt \mid dt}{\int_{0}^{\infty} \mid dN/dt \mid dt} = \frac{1}{\lambda}$$
(3)

Период полураспада T_{1/2} - время, за которое первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза

$$T_{1/2} = \ln 2/\lambda = 0.693/\lambda = \tau \ln 2.$$
 (4)

Активность А - среднее количество ядер распадающихся в единицу времени

$$A(t) = \lambda N(t).$$
 (5)

Активность измеряется в кюри (Ки) и беккерелях (Бк)

1 Ки =
$$3.7 \cdot 10^{10}$$
 распадов/с,
1 Бк = 1 распад/с.

Распад исходного ядра 1 в ядро 2, с последующим его распадом в ядро 3, описывается системой дифференциальных уравнений

$$dN_1/dt = -\lambda_1 N_1$$

$$dN_2/dt = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1,$$
(6)

где $N_1(t)$ и $N_2(t)$ -количество ядер, а λ_1 и λ_2 - постоянные распада ядер 1 и 2 соответственно. Решением системы (6) с начальными условиями $N_1(0) = N_{10}$; $N_2(0) = 0$ будет

$$N_1(t) = N_{10}e^{-\lambda_1 t}$$
, (7a)

$$N_{2}(t) = \frac{N_{10}\lambda_{1}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} (e^{-\lambda_{1}t} - e^{-\lambda_{2}t})$$
(76)

$$N_2^{\max} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_1 t^{\max}}$$

Количество ядер 2 достигает максимального значения

при
$$t^{\max} = \frac{\ln(\lambda_1 / \lambda_2)}{\lambda_1 - \lambda_2}$$
.

Если $\lambda_2 < \lambda_1 (T_{1/2}^{(2)} > T_{1/2}^{(1)})$, суммарная активность $N_1(t)\lambda_1 + N_2(t)\lambda_2$ будет монотонно уменьшаться.

 $T_{1/2}^{(2)} < T_{1/2}^{(1)}$), суммарная активность вначале растет за счет накопления ядер 2. Если $\lambda_2 >> \lambda_1$, при достаточно больших временах вклад второй экспоненты в (7б) становится пренебрежимо мал, по сравнению со вкладом первой и активности второго $A_2 = \lambda_2 N_2$ и первого изотопов $A_1 = \lambda_1 N_1$ практически сравняются. В дальнейшем активности как первого так и второго изотопов будут изменяться во времени одинаково.



$$A_1(t) = N_{10}\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} = N_1(t)\lambda_1 = A_2(t) = N_2(t)\lambda_2.$$

То есть устанавливается так называемое **вековое равновесие**, при котором число ядер изотопов в цепочке распадов связано с постоянными распада (периодами полураспада) простым соотношением.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}^{(1)}}{T_{1/2}^{(2)}}.$$
(9)

Поэтому в естественном состоянии все изотопы, генетически связанные в радиоактивных рядах, обычно находятся в определенных количественных соотношениях, зависящих от их периодов полураспада.

В общем случае, когда имеется цепочка распадов 1→2→...n, процесс описывается системой дифференциальных уравнений

$$dN_i/dt = -\lambda_i N_i + \lambda_{i-1} N_{i-1}.$$
(10)

Решением системы (10) для активностей с начальными условиями $N_1(0) = N_{10}$; $N_i(0) = 0$ будет

$$A_{n}(t) = N_{10} \sum_{i=1}^{n} c_{i} e^{-\lambda_{i} t},$$
 (11)

где

$$c_{m} = \frac{\prod_{i=1}^{n} \lambda_{i}}{\prod_{i=1}^{n} '(\lambda_{i} - \lambda_{m})}.$$
(12)

Штрих означает, что в произведении, которое находится в знаменателе, опускается множитель с i = m.

Приложение 2 (материал с сайта МГУ [11]: .

http://nuclphys.sinp.msu.ru/practicum/alpha/pages/alpha.htm)

Альфа-распад

Альфа-распад - распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием альфа-частиц (ядер ⁴He).

Часть изотопов могут самопроизвольно испускать альфа-частицы (испытывать альфараспад), т.е. являются **альфа-радиоактивными**. Альфа-радиоактивность за редким исключением (например, ⁸Be) не встречается среди легких и средних ядер. Подавляющее большинство альфа-радиоактивных изотопов (более 200) расположены в периодической системе в области тяжелых ядер (Z > 83). Известно также около 20 альфа-радиоактивных изотопов среди редкоземельных элементов, кроме того, альфа-радиоактивность характерна для ядер, находящихся вблизи границы протонной стабильности. Это обусловлено тем, что альфа-распад связан с кулоновским отталкиванием, которое возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее (как Z^2), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом массового числа A.

Ядро альфа-радиоактивно, если выполнено условие, являющееся следствием закона сохранения энергии

$$M(A,Z) > M(A-4,Z-2) + M_{\alpha},$$
 (1)

где M(A,Z) и M(A-4,Z-2) - массы исходного и конечного ядер соответственно, M_{α} - масса альфа-частицы. При этом в результате распада конечное ядро и альфа-частица приобретают суммарную кинетическую энергию

$$Q_{\alpha} = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_{\alpha}) c^{2}, \qquad (2)$$

которая называется энергией альфа-распада. Ядра могут испытывать альфа-распад также на возбужденные состояния конечных ядер и из возбужденных состояний начальных ядер. Поэтому соотношение для энергии альфа-распада (2) можно обобщить следующим образом

$$Q_{\alpha} = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_{\alpha}) c^{2} + \frac{E_{i}^{BO3}}{i} - \frac{E_{f}^{BO3}}{i}, \qquad (3)$$

где E_1^{BO3} и E_f^{BO3} - энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно. Альфа-частицы, возникающие в результате распада возбужденных состояний, получили название **длиннопробежных**. Для большинства ядер с A > 190 и для многих ядер с 150 < A < 190 условие (12) выполняется, однако далеко не все они считаются альфарадиоактивными. Дело в том, что современные экспериментальные возможности не позволяют обнаружить альфа-радиоактивность для нуклидов с периодом полураспада большим, чем 10¹⁶ лет. Кроме того, часть "потенциально" альфа-радиоактивных ядер испытывают также бета-распад, который сильно конкурирует с альфа-распадом. Основную часть энергии альфа-распада (около 98%) уносят альфа-частицы. Используя законы сохранения энергии и импульса для кинетической энергии альфа-частицы T_α можно получить соотношение

$$T_{\alpha} = \frac{M(A-4, Z-2)}{m_{\alpha} + M(A-4, Z-2)} Q_{\alpha}.$$
 (4)

Периоды полураспада известных альфа-радиоактивных нуклидов варьируются от 0.298 мкс для ²¹²Ро до >10¹⁵ лет для ¹⁴⁴Nd, ¹⁷⁴Hf... Энергия альфа-частиц, испускаемых тяжелыми ядрами из основных состояний, составляет 4 - 9 МэВ, ядрами редкоземельных элементов 2 - 4.5 МэВ.

Важным свойством альфа-распада является то, что при небольшом изменении энергии альфа-частиц периоды полураспада меняются на многие порядки. Так у 232 Th $Q_{\alpha} = 4.08$ MэB, $T_{1/2} = 1.41\cdot 10^{10}$ лет, а у 218 Th $Q_{\alpha} = 9.85$ MэB, $T_{1/2} = 10$ мкс. Изменению энер-

 $Q_{\alpha} = 4.08$ МэВ, $I_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$ лет, а у ²¹⁰ Гh $Q_{\alpha} = 9.85$ МэВ, $I_{1/2} = 10$ мкс. Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение в периоде полураспада на 24 порядка.

Для четно-четных изотопов одного элемента зависимость периода полураспада от энергии альфа-распада хорошо описывается эмпирическим законом <u>Гейгера</u> - Неттола

$$lg T_{1/2} = A + B/(Q_{\alpha})^{1/2},$$
(5)

где A и B - константы слабо зависящие от Z. C учетом заряда дочернего ядра Z связь между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией альфа-распада Q_{α} может быть представлено в виде (B.A. Brown, Phys. Rev. c46, 811 (1992))

$$\lg T_{1/2} = 9.54 Z^{0.6} / (Q_{\alpha})^{1/2} - 51.37, \tag{6}$$

где $T_{1/2}$ в сек, Q_{α} в МэВ. На рис. 1 показаны экспериментальные значения периодов полураспада для 119 альфа-радиоактивных четно-четных ядер (Z от 74 до 106) и их описание с помощью соотношения (6).



Для нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер общая тенденция сохраняется, но их периоды полураспада в 2 - 1000 раз больше, чем для четно-четных ядер с данными Z и Q_α.

Основные особенности альфа-распада, в частности сильную зависимость вероятности альфа-распада от энергии удалось в 1928 г. объяснить <u>Г. Гамову</u> и независимо от него <u>Р. Герни</u> и <u>Э. Кондону</u>. Ими было показано, что вероятность альфа-распада в основном определяется вероятностью прохождения альфа-частицы сквозь потенциальный барьер.

Рассмотрим простую модель альфа-распада. Предполагается, что альфа-частица движется в сферической области радиуса R, где R - радиус ядра. Т.е. в этой модели предполагается, что альфа-частица постоянно существует в ядре.

Вероятность альфа-распада λ равна произведению вероятности найти альфа-частицу на границе ядра f на вероятность прохождения частицы через потенциальный барьер D (прозрачность барьера)

$$\lambda = \mathrm{fD} = \mathrm{ln}2/\mathrm{T}_{1/2}.\tag{7}$$

Можно отожествить f с числом соударений в единицу времени, которые испытывает альфа-частица о внутренние границы барьера, тогда

$$f = \frac{v}{2R} \approx \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \approx \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[\frac{2(T_a + V_0)}{\mu_a c^2} \right]^{1/2},$$
(8)

где v, T_a, μ_a - скорость внутри ядра, кинетическая энергия и приведенная масса альфачастицы, V₀ - ядерный потенциал. Подставив в выражение (8) V₀ = 35 MэB, T_a = 5 MэB, получим для ядер с A ≈ 200 , f $\approx 10^{21}$ c⁻¹.

На рис.2 показана зависимость потенциальной энергии между альфа-частицей и остаточным ядром от расстояния между их центрами. Кулоновский потенциал обрезается на расстоянии R, которое приблизительно равно радиусу остаточного ядра. Высота кулоновского барьера B_k определяется соотношением

$$B_{k} = \frac{zZe^{2}}{R} \cong \frac{zZe^{2}}{r_{0}A^{1/3}} \cong \frac{2Z}{A^{1/3}},$$
(9)

Здесь Z и z - заряды (в единицах заряда электрона е) остаточного ядра и альфа-частицы соответственно. Например, для 238 U B_k \cong 30 MэB.

Можно выделить три области.

- 1. r < R сферическая потенциальная яма глубиной V. В классической механике альфа-частица с кинетической энергией T_a+V_0 может двигаться в этой области, но не способна ее покинуть. В этой области существенно сильное взаимодействие между альфа-частицей и остаточным ядром.
- R < r < r_e область потенциального барьера, в которой потенциальная энергия больше энергии альфачастицы, т.е. это область запрещенная для классической частицы.
- r > r_e область вне потенциального барьера. В квантовой механике возможно прохождение альфа-частицы сквозь барьер (туннелирование), однако вероятность этого весьма мала.



(Аналогично влияние кулоновского барьера и в случае ядерной реакции, когда альфачастица подлетает к ядру. Если ее энергия меньше высоты кулоновского барьера, она скорее всего рассеется кулоновским полем ядра, не проникнув в него и не вызвав ядерной реакции. Вероятность таких подбарьерных реакций очень мала.)

Квантово-механическое решение задачи о прохождении частицы через потенциальный барьер дает для вероятности прохождения (коэффициента прозрачности барьера) D

$$D = \exp\left\{-2\sqrt{\frac{2\mu_{a}}{\hbar^{2}}}\int_{R}^{r_{e}} [V(r) - T_{a}]^{1/2} dr\right\},$$
(10)

где μ_{α} - приведенная масса, T_{α} - энергия α - частицы. В приближении $T_{\alpha} \ll B_k$, где B_k - высота кулоновского барьера (предполагается, что барьер чисто кулоновский) описывается соотношением

$$D \cong \exp\left[-2\sqrt{\frac{2\mu_{a}}{T_{a}}\frac{zZe^{2}}{\hbar^{2}}\left(\frac{\pi}{2}-2\sqrt{\frac{T_{a}}{B_{k}}}\right)}\right].$$
(11)

)

Рассчитанные по формулам (7), (8) и (11) периоды полураспада правильно передают важнейшую закономерность альфа-распада - сильную зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии альфа-частиц T_{α} (энергии альфа-распада $Q_{\alpha} \cong T_{\alpha}$). При изменении периодов полураспада более чем на 20 порядков отличия экспериментальных значений от расчетных всего 1-2 порядка. Конечно, такие расхождения все же довольно велики. Где их источник и как надо усовершенствовать теорию, чтобы эти расхождения с экспериментом уменьшить? Какие факторы должны быть дополнительно учтены?

 Приведенные выше формулы описывают эмиссию альфа-частиц с нулевым орбитальным моментом l. Однако возможен распад и с ненулевым орбитальным моментом, более того, в ряде случаев распад с l = 0 запрещен законами сохранения. В этом случае к кулоновскому V_k(r) добавляется центробежный потенциал V_u(r)

$$V(r) = V_k(r) + V_{II}(r),$$
 (12)

$$V_{\mu}(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_a r^2}.$$
 (13)

- 3. Хотя высота центробежного барьера для тяжелых ядер при 1 = 8 составляет всего около 10% от высоты кулоновского барьера и центробежный потенциал спадает быстрее, чем кулоновский, эффект вполне ощутим и для больших 1 может приводить к подавлению альфа-распада более, чем на 2 порядка.
- 4. Результаты расчетов прозрачности барьера весьма чувствительны к средним радиусам ядер R. Так изменение R всего на 4% приводит к изменению Т_{1/2} в 5 раз. Между тем, ядра с А ≥ 230 могут быть сильно деформированы, что приводит к тому, что альфа-частицы охотнее вылетают вдоль большой оси эллипсоида, а средняя вероятность вылета отличается от таковой для сферического ядра. Большую чувствительность периодов полураспада от радиусов можно использовать, определяя радиусы ядер по экспериментальным значениям периодов полураспада.
- 5. Выше никак не учитывалась структура состояний начального и конечного ядер и тесно связанная с этим проблема образования альфа-частицы в ядре, вероятность которой молчаливо полагалась равной 1. Для четно-четных ядер это приближение довольно хорошо описывает эксперимент. Однако, если перестройка структуры исходных ядер в конечные заметно затруднена, то необходимые для учета этих эф-

фектов модификации предэкспоненциального множителя f, могут приводить к изменению расчетных значений приблизительно на два порядка.

Приложение 3.

Таблица 2. Цепочка распадов ²²⁶Ra.



Нуклид	Т _{1/2} , лет	Е _α , кэВ	I _α , %
²³³ U	1,59·10 ⁵	4784	13,2
		4824	84,4
235 _U	7,04·10 ⁸	4215	5,7
		4366	17
		4398	55
		4556	4,2
		4596	5,0
238 _U	4,47·10 ⁹	4151	20,9
		4198	79,0
237 _{Np}	2,14·10 ⁶	4640	6,4
		4767	9,5
		4771	23,0
		4788	47,6
238 _{Pu}	87,7	5456	28,98
		5499	70,91
239 _{Pu}	2,41·10 ⁴	5106	11,5
		5144	15,1
		5157	73,8
240 _{Pu}	6,56 · 10 ³	5124	27,1
		5168	72,8
242 _{Pu}	3,75·10 ⁵	4856	22,4
		4900	77,5

Таблица 3. Энергии и интенсивности альфа- частиц, испускаемых радиоактивными нуклидами.

02.02.2018. вариант №2. Работа подготовлена доцентом Виноградовым Л.И.