

### 3. СПЕКТРОМЕТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

#### 3.1 Измерение спектра методом анализа амплитуд импульсов

Импульсные детекторы (импульсные ионизационные камеры, пропорциональные, сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики) служат основой для конструирования спектрометров заряженных частиц. Главное требование, предъявляемое к импульсным детекторам, - это пропорциональность амплитуды импульса энергии частицы, поглощенной в детекторе. Анализируя импульсы по амплитудам, в эксперименте получают амплитудное распределение  $\varphi(U_0)$ , а затем соответствующий этому распределению дифференциальный спектр частиц. Измерительную аппаратуру для изучения амплитудного распределения  $\varphi(U_0)$  называют амплитудным анализатором.

Интегральный амплитудный анализатор состоит из усилителя сигналов с детектора, дискриминатора импульсов по амплитуде и регистрирующего устройства типа пересчетной схемы. К дискриминатору и усилителю импульсов предъявляют очень жесткие требования. Порог дискриминатора должен перекрывать весь диапазон измеряемых амплитуд. Усилитель сигналов подбирают таким, чтобы коэффициент усиления не зависел от амплитуды импульса. Независимость коэффициента усиления от амплитуды импульса называют линейностью усилителя. Это свойство усилителя необходимо для сохранения пропорциональности между амплитудами импульса на выходе из усилителя и энергией частицы. Для перехода от распределения  $\Phi(E_0)$  к распределению  $F(E)$  спектрометр градуируют по спектру излучения образцового источника. При градуировке устанавливают связь между параметром  $A$  и энергией частиц  $E$ . Градуировочная кривая может быть линейной функцией  $A=bE$  ( $b$  - коэффициент пропорциональности) или более сложной функциональной зависимостью.

Простейший одноканальный дифференциальный анализатор состоит из двух дискриминаторов и схемы антисовпадений. Пороги дискриминаторов различаются на величину  $\Delta U_0$ . Вместе со схемой антисовпадений дискриминаторы пропускают на регистрирующее устройство лишь импульсы с амплитудами в интервале от  $U_0$  до  $U_0 + \Delta U_0$ . Последовательно сдвигая пороги дискриминаторов на величину  $\Delta U_0$ , измеряют весь диапазон спектра амплитуд и получают спектр ( $\Delta U_0$ ). Современные системы дифференциальных анализаторов - многоканальные. Они охватывают сразу весь диапазон измеряемых амплитуд импульсов. Рассмотрим принцип анализа амплитуд таким анализатором. На вход анализатора поступают импульсы, имеющие непрерывные значения амплитуд в каком-то интервале. Анализатор имеет конечное число каналов. Поэтому анализатор не различает импульсы, амплитуда которых лежит в пределах одного канала  $\Delta E_0$ . Входное устройство анализатора сортирует импульсы по каналам в зависимости от амплитуды. Измеряя амплитуду импульса, входное устройство вырабатывает некоторую дискретную величину, характеризующую номер канала, в котором должен запоминаться импульс. Эту величину называют адресом. Примером адреса является серия генераторных импульсов, число которых пропорционально амплитуде импульса. В соответствии с адресом импульс запоминается в определенном канале другой части анализатора - регистраторе, представляющем собой набор счетчиков импульсов (количество счетчиков равно числу каналов анализатора). Многоканальные спектрометры значительно ускоряют измерение спектра излучения, так как в течение одного эксперимента снимается сразу весь спектр излучения.

#### 3.2 Спектрометрия тяжелых заряженных частиц

Магнитный  $\alpha$ -спектрометр - вакуумный прибор, в котором испускаемые каким-либо источником  $\alpha$ -частицы проходят через магнитное поле, перпендикулярное направлению их движения, отклоняясь под действием этого поля на различные углы, в зависимости от того, какова величина их энергии. Траектории заряженных частиц, движущихся в однородном поперечном магнитном поле, представляют собой окружности. Радиус окружности  $r$ , импульс частиц  $p$  и магнитная индукция  $B$  связаны между собой соотношением  $cp/e = Br$ , где  $c$  - скорость света,  $e$  - заряд  $\alpha$ -частицы. Зависимость  $r$  от импульса  $p$  позволяет производить анализ  $\alpha$ -частиц по энергии, так как группы вылетевших из источника  $\alpha$ -частиц, обладающих различной энергией, после прохождения через магнитное поле собираются (фокусируются) в разных местах коллектора (детектора). В качестве детекторов  $\alpha$ -излучения в магнитных альфа-спектрометрах обычно применяются фотопластинки. Обработка результатов измерения производится путём счёта числа треков (следов  $\alpha$ -частиц) под микроскопом.

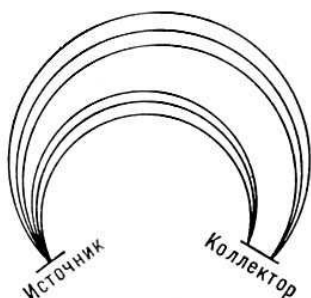
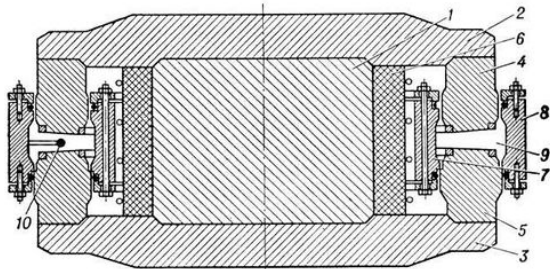


Рис. 3. Схема движения  $\alpha$ -частиц с различной энергией в магнитном  $\alpha$ -спектрометре (магнитное поле перпендикулярно плоскости чертежа).

На **Рис. 3** приведена схема движения  $\alpha$ -частиц в магнитном  $\alpha$ -спектрометре. Отличительная черта  $\alpha$ -спектров - близкое расположение линий, часто сильно отличающихся по интенсивности. Так, при энергии  $\alpha$ -частиц 5 - 6 МэВ линии  $\alpha$ -спектра отстоят иногда друг от друга всего на 20-30 кэВ, т. е. всего на 0,1 - 0,2% по импульсу, причём интенсивность одной из линий может в десятки и даже в сотни раз превосходить интенсивность соседней. Поэтому  $\alpha$ -спектрометры должны обладать очень высокой разрешающей способностью (способностью разделять близкие линии спектра). С другой стороны, в  $\alpha$ -спектрометрии приходится работать с очень тонкими источниками, так как слои толщиной  $\sim 10$  г/см<sup>2</sup> уже заметно искажают форму  $\alpha$ -линий. Таким образом,  $\alpha$ -спектрометры должны представлять собой приборы, приспособленные для исследования слабых активностей. Магнитные  $\alpha$ -спектрометры обладают очень высоким разрешением и очень небольшой светосилой (величиной рабочего телесного угла, в котором расположены траектории  $\alpha$ -частиц). Они применяются для исследования ядер с периодом полураспада  $<10^5$ — $10^6$  лет.



**Рис. 4.** Вертикальный разрез магнитного  $\alpha$ -спектрометра (схема): 1 - сердечник; 2 и 3 - крышки; 4 и 5 - полюсные наконечники; 6 — катушка; 7 и 8 - латунные цилиндры, образующие стенки вакуумной камеры; 9 — вакуумная камера; 10 - источник; коллектор не попадает в разрез.

На **Рис. 4** приведена схема одного из современных магнитных альфа-спектрометров (вертикальный разрез). Масса прибора 4,5 т, диаметр средней траектории  $\alpha$ -частиц 1 м, светосила  $2 \cdot 10^{-4}$  от полного телесного угла  $4\pi$ , разрешение 7,5 кэВ.

Ионизационные  $\alpha$ -спектрометры при низкой разрешающей способности (25 - 30 кэВ) имеют очень большую светосилу (близкую к  $2\pi$ ). С их помощью можно исследовать долгоживущие ядра и ядра новых элементов, даже если число этих ядер составляет всего несколько десятков. Ионизационный  $\alpha$ -спектрометр обычно представляет собой импульсную ионизационную камеру, наполненную аргоном.

Спектрометр тяжелых заряженных частиц на основе импульсной ионизационной камеры с сеткой используют для измерения спектра  $\alpha$ -излучения и других тяжелых частиц. Источник ос-излучения, как правило, помещают внутри камеры. Такие  $\alpha$ -спектрометры имеют разрешение до 0,3% при энергии  $\alpha$ -частиц около 5 МэВ. Спектрометрию  $\alpha$ -излучения осуществляют путем анализа амплитуд импульсов амплитудным анализатором с выхода импульсной камеры. Импульсы фона от  $\gamma$ -излучения и  $\beta$ -частиц имеют небольшую амплитуду и обычно дискриминируются на входе амплитудного анализатора.

Спектрометрия тяжелых заряженных частиц сцинтилляционным спектрометром имеет ряд особенностей. Спектр частиц также измеряют путем анализа амплитудного распределения импульсов с выхода ФЭУ. Вся система спектрометра, включая фосфор, ФЭУ и усилитель, должна быть линейна. Это сохраняет пропорциональность между энергией частицы и амплитудой импульса. С увеличением удельной ионизации световой выход всех фосфоров уменьшается. Следовательно, выход света из фосфора меньше для тяжелой частицы, чем для легкой, при условии, что обе частицы теряют в фосфоре одинаковую энергию. Такое уменьшение светового выхода более значительно для органических фосфоров, чем для неорганических. Поэтому в спектрометрии тяжелых частиц используют монокристаллы NaI(Tl) и CsI(Tl). Для того чтобы импульсы от легких частиц (электронов), создаваемых фоновым  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучением, были как можно меньше, толщину фосфора подбирают примерно равной пробегу в нем тяжелой частицы. Пробег легкой частицы не укладывается в тонком фосфоре, и, следовательно, лишь часть ее энергии поглощается в фосфоре. Это позволяет осуществить амплитудную дискриминацию импульсов фона на входе анализатора. Так как пробеги тяжелых частиц в твердых веществах малы, то фосфоры в таких спектрометрах используют без упаковки, стенки которой интенсивно поглощают тяжелые частицы. Сцинтилляционный  $\alpha$ -спектрометр с кристаллом CsI(Tl) имеет разрешение 3% при энергии  $\alpha$ -частиц 5 МэВ.

Для спектрометрии тяжелых заряженных частиц, особенно осколков деления, с успехом используют газовый сцинтилляционный детектор. Газовый фосфор (смесь гелия и ксенона и др.) характеризуется строгой пропорциональностью выхода света и поглощенной в нем энергии любых частиц. Источник излучения помещают внутри объема газового фосфора. Импульсы от легких частиц дискриминируются, так как они малы по сравнению с импульсами от тяжелых частиц.

Новые возможности для спектрометрии тяжелых заряженных частиц открыли полупроводниковые детекторы излучения. Амплитуда импульса на выходе полупроводникового детектора пропорциональна поглощенной в нем энергии частицы. Это позволяет в схеме амплитудного анализа выходных импульсов измерять спектр тяжелых частиц. Так как пробег тяжелых частиц мал, то для спектрометрии пригодны тонкие кремниевые счетчики с р-п-переходом, находящимся около поверхности. Такие полупроводниковые спектрометры компактны, устойчивы в работе и имеют хорошее разрешение. Например, с помощью

поверхностно-барьерного кремниевого счетчика площадью  $1 \text{ см}^2$  можно получить разрешение около 0,3% для  $\alpha$ -частиц с энергией около 5 МэВ. Вследствие малой толщины р-п-перехода счетчики слабо чувствительны к фону  $\gamma$ -излучения и  $\beta$ -частиц. Схема полупроводникового спектрометра аналогична схеме спектрометра с ионизационной камерой. Особенности аппаратуры будут рассмотрены при описании полупроводникового  $\gamma$ -спектрометра.

### 3.3 Спектрометрия $\beta$ -излучения

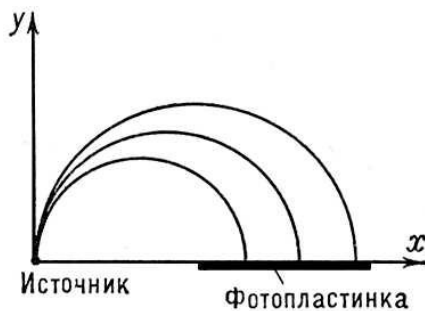
**Бета-спектрометр** - прибор, служащий для анализа  $\beta$ -спектров).  $\beta$ -спектрометр применяют также для исследования энергетического спектра  $\gamma$ -лучей по создаваемым ими в веществе вторичным электронам.

Основными характеристиками  $\beta$ -спектрометра являются светосила и разрешающая способность. Под светосилой понимают отношение числа электронов (или позитронов), которое используется для анализа, к полному числу частиц, испускаемых радиоактивным источником. Светосила  $\beta$ -спектрометров зависит от их конструкции и обычно составляет от нескольких десятых процента до нескольких десятков процентов. Разрешающей способностью называется наименьшее различие в энергии (или, чаще, в импульсе) электронов, которое может быть замечено прибором. Разрешающая способность прецизионных  $\beta$ -спектрометров достигает 0,01%. Как правило, приборы с лучшей разрешающей способностью обладают меньшей светосилой.

Различают  $\beta$ -спектрометры, измеряющие энергию электронов по их воздействию на вещество, и  $\beta$ -спектрометры, действие которых основано на пространственном разделении электронов и позитронов, имеющих различную энергию. К приборам первого типа относятся  $\beta$ -спектрометры, основанные на ионизации, возникающей в веществе при торможении электронов; приборы этого типа обладают большой светосилой, но не дают возможности измерять энергию электронов с точностью, большей чем несколько процентов (или даже несколько десятков процентов). К приборам второго типа принадлежат  $\beta$ -спектрометры, в которых используются магнитные или электрические (для медленных электронов) поля.

Рассмотрим  $\beta$ -спектрометры, анализирующие импульсы с детектора по их амплитудам. К таким спектрометрам прежде всего относятся сцинтилляционные и полупроводниковые  $\beta$ -спектрометры. Сцинтилляционный  $\beta$ -спектрометр состоит из тех же элементов, что и спектрометр для тяжелых частиц. Он обладает довольно низким разрешением по сравнению с магнитными  $\beta$ -спектрометрами, однако имеет и ряд достоинств. Сцинтилляционный  $\beta$ -спектрометр значительно превосходит магнитный  $\beta$ -спектрометр по светосиле. Если в сцинтилляционном  $\beta$ -спектрометре регистрируется до 50%  $\beta$ -частиц, то в магнитном  $\beta$ -спектрометре - всего лишь 1%. Поэтому сцинтилляционный  $\beta$ -спектрометр пригоден для измерения  $\beta$ -спектра источника очень слабой активности. Далее, сцинтилляционный  $\beta$ -спектрометр имеет лучшее временное разрешение, так как вспышка света в фосфоре, и, следовательно, выходной импульс ФЭУ значительно короче импульса  $\beta$ -счетчика, используемого в магнитном  $\beta$ -спектрометре. Наконец, сцинтилляционный  $\beta$ -спектрометр проще, дешевле и доступнее.

В качестве фосфоров в сцинтилляционных  $\beta$ -спектрометрах применяются органические монокристаллы стильбена и антрацена. Тяжелые неорганические фосфоры типа NaI(Tl) отражают до 80% падающих на их поверхность электронов. В неорганические фосфоры из-за эффекта отражения попадает малая доля электронов. Поэтому такие фосфоры не применяют в  $\beta$ -спектрометрах. Поверхность органических фосфоров типа стильбена отражает лишь несколько процентов  $\beta$ -частиц. Поверхностное отражение органических фосфоров не приводит к сильному искажению формы  $\beta$ -спектра. При измерении  $\beta$ -спектра пригодны фосфоры, толщина которых несколько превышает пробег  $\beta$ -частиц с максимальной энергией. При такой толщине все  $\beta$ -частицы поглощаются в фосфоре. Как и в спектрометрии тяжелых частиц фосфор используют либо без упаковки, либо закрывают тонкой фольгой из алюминия, почти не поглощающей  $\beta$ -частиц. Фольга служит одновременно отражателем света на катод ФЭУ.



**Рис.5.** Траектория электронов в поперечном магнитном поле. Силовые линии поля перпендикулярны плоскости рисунка. Радиус окружности, которую описывает электрон, пропорционален его импульсу.

$\beta$ -Спектрометр градуируют по известным конверсионным линиям стандартных  $\beta$ -излучателей. Светосила сцинтилляционных  $\beta$ -спектрометров зависит от эффективности фосфора к  $\beta$ -излучению и от потерь  $\beta$ -частиц в алюминиевой фольге, воздухе и в самом источнике  $\beta$ -частиц. В последнее время для спектрометрии  $\beta$ -излучения стали применять полупроводниковые детекторы. Импульс на выходе такого полупроводникового детектора пропорционален поглощенной энергии  $\beta$ -частицы.

Амплитудный анализ этих импульсов позволяет получить спектр  $\beta$ -частиц. Спектрометр состоит из кремниевого поверхностно-барьерного или диффузионного детектора, усилителя импульсов и амплитудного анализатора. Пробег  $\beta$ -частицы с энергией 1 МэВ в кремнии составляет около 1,6 мм. Поэтому для измерения  $\beta$ -спектра с максимальной энергией 3 МэВ необходим детектор с толщиной чувствительного слоя около 5 мм. Такой слой можно получить в полупроводнике методом дрейфа лития. Для измерения  $\beta$ -спектров с меньшей минимальной энергией пригодны и поверхностно-барьерные детекторы.

Разрешение кремниевого  $\beta$ -спектрометра значительно лучше, чем сцинтилляционного. Так, при энергии  $\beta$ -частиц 1 МэВ разрешение кремниевого  $\beta$ -спектрометра составляет 1%. Кремниевый  $\beta$ -спектрометр более компактен по сравнению со сцинтилляционным. Однако вследствие малых размеров детектора полупроводниковый спектрометр уступает сцинтилляционному по светосиле. Кроме того, высокое разрешение полупроводникового спектрометра требует применения малошумящих усилителей импульсов.

$\beta$ -Спектры с высоким разрешением измеряют на магнитных  $\beta$ -спектрометрах. Точные измерения  $\beta$ -спектров на таких спектрометрах выполняют с разрешением 0,01%. Однако светосила магнитных  $\beta$ -спектрометров невелика, и для измерения спектра требуются источники значительной активности.



**Рис. 6.** Траектория электронов в  $\beta$ - спектрометре со счётчиком Гейгера-Мюллера. Плавно изменяя магнитное поле, к щели спектрометра последовательно подводят частицы с разными значениями импульса  $p$ .

Существует много конструкций магнитных  $\beta$ -спектрометров. В них энергия  $\beta$ -частицы измеряется по ее траектории движения в магнитном поле. Поток  $\beta$ -частиц находят по скорости счета детектора на выходе магнитного  $\beta$ -спектрометра. В качестве детектора используют фотопластинки,  $\beta$ -счетчики, сцинтилляционные  $\beta$ -счетчики

и т. д.

Найдем связь параметров траектории движения и энергии  $\beta$ -частицы в однородном магнитном поле напряженности  $H$ . Пусть  $\beta$ -частица движется со скоростью  $v$  перпендикулярно к напряженности поля  $H$ . При таких направлениях скорости  $v$  и напряженности  $H$   $\beta$ -частица движется по окружности. Если скорость  $v$  намного меньше скорости света  $c$ , то радиус кривизны  $r$  траектории находят из равенства лоренцевой и центробежной сил:

$$evH = \frac{m_0 v^2}{r}, \quad (14)$$

где  $e$  - заряд  $\beta$ -частицы, а  $m_0$  - масса покоя  $\beta$ -частицы.

Сократив на скорость  $v$  обе части уравнения, получим соотношение, которое связывает импульс  $\beta$ -частицы  $p=mv$  то с напряженностью  $H$  и радиусом кривизны траектории частицы  $r$ :

$$p = eHr. \quad (15)$$

Таким образом, измеряя радиус кривизны траектории  $\beta$ -частицы при заданном магнитном поле  $H$ , можно вычислить ее импульс  $p$ . При скорости  $\beta$ -частиц  $v \ll c$  импульс  $p$  и кинетическая энергия  $\beta$ -частицы связаны простым соотношением

$$E = \frac{p^2}{2m_0}. \quad (16)$$

Измеряемым параметром  $A$  в магнитном  $\beta$ -спектрометре является импульс  $p$   $\beta$ -частицы, т. е. распределение  $\varphi(A)$  есть распределение  $\beta$ -частиц по импульсам  $p$ . Дифференцируя последнюю формулу, находим связь интервала импульса  $\Delta p$  с интервалом энергии  $\Delta E$ :

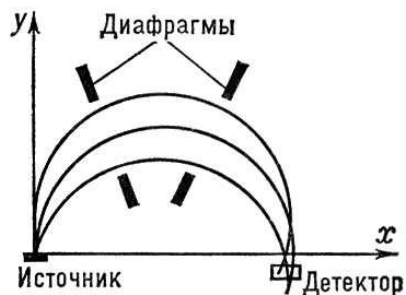
$$\Delta E = p \Delta p / m_0. \quad (17)$$

Чтобы получить число  $\beta$ -частиц с энергией  $E$  в интервале  $\Delta E$ , необходимо измеренное число частиц с импульсом  $p$  в интервале  $\Delta p$  умножить на величину  $m_0/p$ . Так осуществляют переход от измеренного спектра импульсов  $\varphi(p)$  к энергетическому спектру  $\beta$ -частиц  $f(E)$ .

Наиболее просты по устройству (и дают наилучшее разрешение)  $\beta$ -спектрометры с поперечным магнитным полем. В этих  $\beta$ -спектрометрах траектории электронов перпендикулярны силовым линиям поля. В однородном поперечном поле электроны движутся по окружностям, радиусы которых растут с импульсом  $p$ . При энергиях электронов в несколько МэВ размеры  $\beta$ -спектрометра невелики; он умещается на лабораторном столе. Детектором электронов может служить фотопластинка. В этом случае одновременно регистрируется целый участок энергетического спектра. При использовании в качестве детекторов различного вида счётчиков частиц (например, Гейгера - Мюллера счётчика) магнитное поле спектрометра

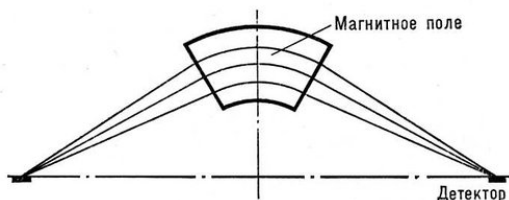
плавно изменяют, подводя к детектору электроны с разными импульсами  $p$ . Траектории электронов в  $\beta$ -спектрометре проходят внутри вакуумной камеры (вакуум порядка  $10^{-1} - 10^{-3}$  мм рт. ст.).

Существенным свойством  $\beta$ -спектрометра с однородным поперечным магнитным полем является их способность фокусировать частицы, вылетевшие из источника в разных направлениях в некотором интервале углов. После поворота на  $180^\circ$  траектории частиц, вылетевших из источника почти перпендикулярно к линии, соединяющей источник и детектор, сходятся у детектора (Рис. 7).



**Рис.7.** Фокусировка электронов в однородном поперечном магнитном поле (полуциркулярная фокусировка). Траектории электронов, вылетающих из источника под небольшими углами к оси  $y$ , сходятся у детектора.

Уравнение магнитного  $\beta$ -спектрометра  $p = eHr$  лежит в основе конструирования двух типов  $\beta$ -спектрометров. В одном из них с помощью диафрагм выделяют  $\beta$ -частицы, траектория которых в магнитном поле представляет полуокружность с радиусом  $r$ . На одном конце траектории (начало полуокружности) находится источник  $\beta$ -частиц, а на другом (конец полуокружности) - детектор, который регистрирует  $\beta$ -частицы с импульсом  $p = eHr$ . Изменяя величину магнитного поля  $H$ , последовательно измеряют весь диапазон импульсов  $\beta$ -частиц исследуемого  $\beta$ -спектра. В другом типе  $\beta$ -спектрометра напряженность  $H$  остается постоянной. Поэтому каждому радиусу  $r$  соответствуют  $\beta$ -частицы с определенным импульсом  $p$ . Распределение  $\beta$ -частиц по импульсам  $p$  находят измерением скорости счета на различных радиусах.



**Рис. 8.** Схема устройства  $\beta$ -спектрометра с секторной фокусировкой. Силовые линии поля перпендикулярны плоскости рисунка.

Использование пути  $\beta$ -частицы в магнитном поле, равном полуокружности, позволяет значительно увеличить светосилу  $\beta$ -спектрометра. Все траектории  $\beta$ -частиц с импульсом  $p$ , вылетевшие из точечного источника  $s$  (Рис. 8) в пределах угла  $2\theta$ , через полукруга фокусируются в одну точку. В этой точке помещают детектор  $\beta$ -частиц. Частицы с другим импульсом (или энергией) движутся по траекториям с иной кривизной и через полукруга сфокусируются в другой точке. Следовательно, магнитное поле не только сортирует  $\beta$ -частицы по импульсам  $p$ . Оно фокусирует на детектор  $\beta$ -частицы с одинаковыми импульсами  $p$ , движущиеся по разным траекториям.

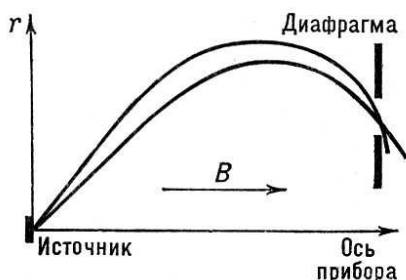
Вакуумированная камера  $\beta$ -спектрометра с устройствами для ввода  $\beta$ -частиц в камеру и вывода их к детектору помещают в однородное магнитное поле между полюсами электромагнита. Светосила магнитного  $\beta$ -спектрометра зависит от угла  $2\theta$  (апертуры источника) и эффективности регистрации  $\beta$ -частиц детектором. За разрешение магнитного  $\beta$ -спектрометра принимают отношение полуширины спектральной линии в распределении импульсов к импульсу  $\beta$ -частицы моноэнергетического источника:

$$R = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(Hr)}{Hr}; \quad (18)$$

разрешение магнитного  $\beta$ -спектрометра в энергетических единицах

$$R(E) = \frac{\Delta E}{E} = \left(1 + \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + E}\right) \frac{\Delta(Hr)}{Hr}, \quad (19)$$

где  $m_0 c^2$  - энергия покоя  $\beta$ -частицы, равная 0,511 МэВ.



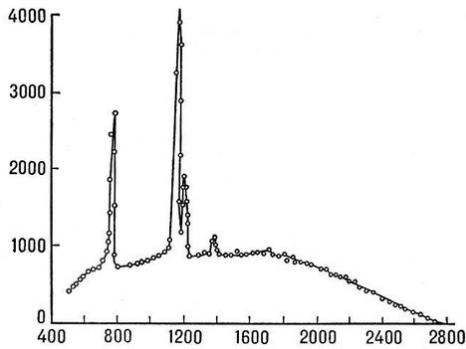
**Рис.9.** Схема движения электронов в продольном магнитном поле. Силовые линии поля параллельны оси прибора. Траектории электронов, имеющих одинаковый импульс  $p$ , проходят в области диафрагмы на одном и том же расстоянии от оси прибора (кольцевая фокусировка).

При движении электронов в однородном магнитном поле составляющая их скорости, параллельная силовым линиям поля, сохраняет свою величину. Если начальные скорости электронов не перпендикулярны полю, их траектории - винтовые линии. Проекция траекторий на плоскость, перпендикулярную силовым линиям, является окружностью, т.е. в однородном магнитном поле не происходит фокусировки в направлении поля. Добиться двойной (пространственной) фокусировки частиц удаётся ценой отказа от

однородности поля. Для этой цели применяются  $\beta$ -спектрометры, у которых магнитная индукция  $B$  падает по радиусу  $r$ .

В  $\beta$ -спектрометре с секторной фокусировкой отсутствует магнитное поле около источника и коллектора, что является их достоинством, но они обладают малой светосилой.

$\beta$ -спектрометры с продольным магнитным полем обладают свойством пространственной фокусировки. В  $\beta$ -спектрометре этого типа траектории вытянуты вдоль магнитного поля. Винтовые линии, образуемые различными траекториями, создают сложную пространственную картину. На **Рис. 9** изображена зависимость расстояния от электрона до продольной оси спектрометра от пути, пройденного вдоль оси, для двух электронов, вылетающих под разными углами относительно оси прибора, т. е. относительно направления поля. Траектории проходят на одном и том же расстоянии от оси в области кольцевого фокуса, в котором устанавливается кольцевая диафрагма, пропускающая частицы с определённым значением импульса. Однородное продольное магнитное поле создаётся соленоидом, окружающим прибор. По аналогии с оптикой такие соленоиды называют магнитным и линзами. Описанный прибор носит название  $\beta$ -спектрометра с длинной магнитной линзой. Нередко применяют также приборы, у которых источник и детектор расположены вне соленоида (в направлении его оси). Их называют  $\beta$ -спектрометрами с короткой магнитной линзой.



**Рис.10.** Спектр излучения  $^{177}\text{Lu}$ . По оси абсцисс отложен импульс электронов, измеренный в единицах  $Vp$ , по оси ординат – зарегистрированная детектором интенсивность, поделённая на  $Vp$ . Пики на кривой обусловлены электронами, которые возникают при внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей, испускаемых при высвечивании дочернего ядра  $^{177}\text{He}$ .  $\beta$ -спектр  $^{177}\text{Lu}$  образует пьедестал, на котором возвышаются конверсионные пики.

Широко распространены  $\beta$ -спектрометры типа "апельсин". Магнитное поле таких приборов можно себе представить как наложение секторных магнитных полей, получающихся при вращении поля вокруг линии, соединяющей источник и детектор. Магнитные силовые линии в этом случае - окружности, центры которых расположены на оси прибора. Такие  $\beta$ -спектрометры позволяют получить большую светосилу и хорошую разрешающую способность.

Источники, применяемые в  $\beta$ -спектроскопии, изготавливают нанесением слоя радиоактивных веществ на тонкие подложки (слюда, алюминий). Торможение электронов в источнике способно вызывать заметные искажения спектра. Наилучшие источники получают испарением в вакууме. В качестве детекторов применяют фотографические пластинки, сцинтилляционные счётчики, счётчики Гейгера - Мюллера. На **Рис. 11** приведён  $\beta$ -спектр излучения радиоактивного изотопа  $^{177}\text{Lu}$ , снятый с помощью  $\beta$ -спектрометра.