

УДК 539.164

ББК 22.38

Печатается по рекомендации Ученого Совета
Института физики
Казанского федерального университета

Рецензент: кандидат физико-математических наук, Манапов Р.А.

Дулов Е.Н., Гайнов Р.Р., Ивойлов Н.Г.

Д **Прохождение альфа-частиц через вещество:** Учебно-методическое пособие для студентов Института физики / Е.Н. Дулов, Р.Р. Гайнов, Н.Г. Ивойлов. – Казань: Издательство Казанского федерального университета, 2012. – 15 с.: 4 илл.

Пособие предназначено для студентов Института физики дневного отделения, к общему физическому практикуму по курсам «Физика атомного ядра и частиц» и «Ядерная физика».

УДК 539.164

ББК 22.38

© Дулов Е.Н., Гайнов Р.Р.,
Ивойлов Н.Г., 2012
© Казанский федеральный
университет, 2012

Введение	3
Потери энергии альфа-частиц.....	3
3. Схема экспериментальной установки.....	9
4. Порядок выполнения работы	10
5. Анализ и представление результатов	12
Вопросы для самоподготовки.....	13
Справочные и дополнительные материалы.....	14
Литература.....	15

Введение

Цель настоящей работы - знакомство с механизмом потерь энергии альфа-частиц, основными закономерностями и теорией Бора, описывающей потери энергии нерелятивистских заряженных частиц в веществе. Практическая часть работы содержит эксперимент по прохождению альфа-частиц препарата ^{241}Am в воздухе и в алюминии, проверяется согласие эксперимента и теории.

Предполагается знакомство с техникой альфа-спектроскопии.

1. Потери энергии альфа-частиц

Альфа-частицы, ядра атомов гелия-4, несут двойной положительный элементарный заряд и имеют массу, примерно на 4 порядка превосходящую массу электрона. Взаимодействие альфа частиц с веществом приводит к образованию большого числа ионизированных атомов. Так, 5МэВ частица производит в воздухе при нормальных условиях около 1.4×10^5 пар ион-электрон. Это значение соответствует средней энергии образования пары 34эВ для воздуха при нормальных условиях, в точности такой же, как и в случае ионизации электронами.

Благодаря сравнительно высокой ионизирующей способности треки альфа-частиц легко наблюдаются в камере Вильсона (см. приложение 1).

Взаимодействие с веществом подавляющим образом происходит за счёт кулоновских сил. При этом альфа-частица может взаимодействовать как с электронами, так и с ядрами. Из-за значительно большей массы при взаимодействии с единичным электроном альфа-частица практически не изменяет направление своего движения, а также теряет малую часть энергии. Образно, но грубо, торможение альфа-частиц электронами можно сравнить с торможением пушечного ядра большим количеством теннисных шаров, потребуется огромное количество столкновений, пока пушечное ядро потеряет свой импульс и остановится. Взаимодействие с ядрами напротив, может значительно изменить траекторию альфа-частиц. Однако, из-за малых размеров ядер и самой альфа-частицы это сравнительно редкий процесс, как можно видеть из фотографий треков альфа-частиц, а также из экспериментов по наблюдению Резерфордского рассеяния.

Кроме ионизации атомов, альфа-частицы могут также переводить их в возбужденное состояние, и, таким образом, также терять свою энергию. Для некоторых поглотителей возбуждённые атомы могут сразу переходить в основное состояние с выделением энергии в

виде фотонов видимого диапазона. Этот эффект, флуоресценция под действием ионизирующих частиц или сцинтилляции, впервые наблюдался Вильямом Круксом в 1903 году на соединении ZnS под действием альфа-частиц радия-226. Он лёг в основу устройства, названного спинтарископом Крукса (см. приложение 1), наглядно демонстрирующим явление радиоактивности, а также многократно использовался впоследствии для регистрации альфа частиц, в том числе в историческом опыте по рассеянию Резерфорда.

Альфа-частицы имеют сравнительно небольшие пробеги даже в воздухе при нормальных условиях. Так, альфа-частицы с энергией 5.5МэВ от америция-241, используемого в настоящей работе, проходят в сухом воздухе при н.у. около 4см. Существует множество эмпирических соотношений связывающих пробег R альфа-частицы в воздухе и её энергию T , среди которых следует отметить упрощённый вариант Фенивса и Хаймана (1969) для наиболее часто встречающихся энергий 4-7МэВ альфа-частиц, испущенных естественными радиоактивными изотопами:

$$R[cm] = 0.318T^{3/2}[MeV] \quad (1)$$

Типичный пробег альфа-частиц в воздухе показан на рис.1. На этом графике нет резкого скачка, как можно было подумать из формулы (1). Плавное уменьшение числа частиц с увеличением их пробега возникает из-за случайного характера взаимодействий, а так же из-за того, что альфа частица способна подхватывать электроны и пребывать часть времени в однозарядном или нейтральном состоянии. Эти факторы приводят к вероятностному закону для длины пробега, который хорошо описывается нормальным распределением.

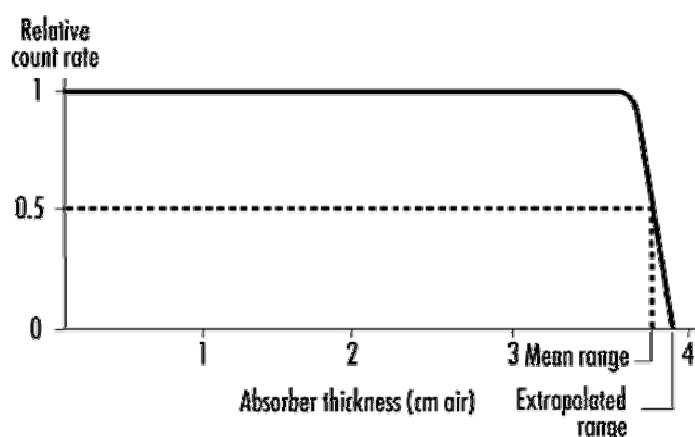


Рисунок 1. Прохождение альфа-частиц через вещество.

Впервые полуклассическая модель потерь энергии альфа-частиц в веществе была предложена Бором. Эта модель в дальнейшем легла в основу расчётов потерь энергии на

единицу длины пути всех заряженных частиц в веществе, в том числе электронов (формула Бете, выводится с помощью нестационарной теории возмущений Ферми).

В боровской модели вначале вводится несколько приближений и решается следующая упрощённая задача. Нерелятивистская альфа-частица пролетает около свободного электрона таким образом, что минимальное сближение между ними составляет b . Это минимальное расстояние называется прицельным расстоянием или прицельным параметром. Поскольку масса альфа частицы много больше массы электрона, полагается, что альфа-частица не испытывает заметного изменения модуля и направления вектора скорости, т.е. движение альфа-частицы считается приближённо эквивалентным движению свободной частицы. Полагается также, что в течение времени, когда происходит передача энергии от альфа-частицы электрону, последний не успевает сместиться на сколько-нибудь заметное расстояние, т.е. пренебрегают движением электрона во время взаимодействия. Сам процесс взаимодействия показан схематично на рис.2. Результат взаимодействия можно найти, пользуясь вторым законом Ньютона в дифференциальной форме:

$$\begin{aligned}\bar{f} &= ma = m \frac{d\bar{v}}{dt} \\ \bar{f}dt &= m d\bar{v} = d(m\bar{v}) = d\bar{p}\end{aligned}\tag{2}$$

где m - масса электрона, v - его скорость (до взаимодействия нулевая), p - импульс.

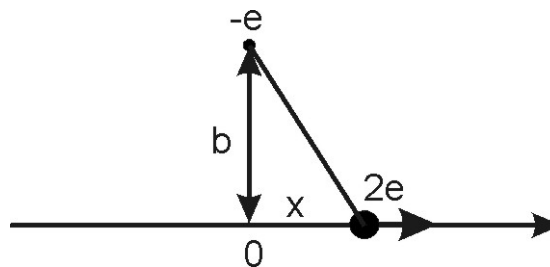


Рисунок 2. Передача свободному электрону энергии.

При этом суммарный импульс, переданный электрону:

$$\bar{p} = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f}_x dt + \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f}_y dt\tag{3}$$

Положим, что момент времени $t = 0$ соответствует $x = 0$.

Рассматривая симметричные относительно $x = 0$ положения альфа-частицы, можно сделать вывод, что соответствующие им x -компоненты импульса компенсируются, а значит результирующий импульс, который получит электрон, будет направлен по оси y или перпендикулярно траектории альфа-частицы:

$$\bar{p} = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f}_y dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f}_y \frac{dt}{dx} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{f}_y \frac{1}{u} dx \quad (4)$$

где u - скорость альфа-частицы.

Взаимодействие при этом будет походить на удар ракеткой по теннисному мячу. Наиболее эффективно передача импульса будет происходить с характерным временем взаимодействия порядка b/u , в течение которого альфа-частица и электрон максимально сближены, и силой порядка $k2e^2/b^2$, где $k=1/4\pi\epsilon_0$. Это простое рассуждение позволяет оценить порядок величины передаваемого электрону импульса как $k2e^2/(ub)$, без вычисления интеграла (4).

Преобразуя (4):

$$p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} k \frac{2e^2}{x^2 + b^2} \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}} \frac{1}{u} dx = k \frac{2e^2}{ub} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(1 + (x/b)^2)^{3/2}} d\left(\frac{x}{b}\right) = k \frac{2e^2}{ub} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(1 + \tau^2)^{3/2}} d\tau \quad (5)$$

Получаем интеграл от безразмерной величины, табличный, который находится заменой τ гиперболическим синусом. Его числовая величина равна 2, т.е. в результате:

$$p_y = k \frac{4e^2}{ub} \quad (6)$$

Поскольку в результате кулоновского взаимодействия электрон получает импульс, это означает, что он также получает связанную с этим импульсом кинетическую энергию:

$$w = \frac{p_y^2}{2m} = \frac{8}{m} \left(\frac{ke^2}{ub} \right)^2 \quad (7)$$

которая, согласно закону сохранения энергии, отнимается у альфа-частицы.

Введём объемную концентрацию электронов в поглотителе n и рассмотрим прохождение альфа-частицей слоя поглотителя толщиной dx (рис.3).

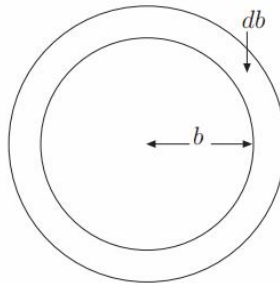


Рисунок 3. К взаимодействию альфа частицы с электронами вещества.

Число электронов dN в интервале прицельных расстояний $(b, b + db)$:

$$dN = n \cdot 2\pi b \cdot db \cdot dx \quad (8)$$

Потеря энергии альфа-частицы на всех электронах слоя dx :

$$dE = -dx \int_0^{\infty} \frac{8}{m} \left(\frac{ke^2}{ub} \right)^2 n \cdot 2\pi b \cdot db \quad (9)$$

Или, отсюда, потеря энергии на единицу длины пути:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{16\pi M k^2 e^4}{m M u^2} n \int_0^{\infty} \frac{db}{b} \quad (10)$$

Здесь M это масса альфа-частицы, на которую умножены числитель и знаменатель с целью выделить её кинетическую энергию.

В выражении (10) получается расходящийся интеграл. Следовательно, в рассмотрение модели должны быть введены причины, ограничивающие возможные значения прицельного параметра. Рассмотрим эти причины.

Ионизация и возбуждение атомов имеет пороговый характер, требуется некоторое минимальное значение переданной электрону энергии. Это значение монотонно уменьшается с увеличением прицельного расстояния, т.е. начиная с некоторого b_{\max} процесса передачи энергии альфа-частицы электронам происходить не будет.

Бор предложил сделать эту оценку, опираясь на свою модель атома («старая» квантовая теория), в которой электроны находятся на стационарных орбитах, причём частота их обращения ν и энергия ионизации I связаны простым соотношением:

$$I = h\nu \quad (10)$$

Бор сравнивает период обращения h/I с характерным временем взаимодействия b/u , упомянутым выше. При этом в случае

$$\frac{b}{u} \gg \frac{h}{I} \quad (11)$$

взаимодействие, согласно Бору, будет адиабатическим, подобным медленному наложению на атом электрического поля, в котором электронные оболочки деформируются, и затем, после снятия поля, восстанавливаются в исходном виде. В обратном случае

$$\frac{b}{u} \ll \frac{h}{I} \quad (12)$$

Передача импульса происходит за короткое время, электрон получает добавку к энергии на малом участке траектории, благодаря чему атом способен перейти в возбуждённое или ионизованное состояние.

Из этих соображений оценка максимального прицельного параметра:

$$b_{\max} = \frac{hu}{I} \quad (13)$$

Для оценки минимального прицельного параметра b_{\min} нужно принять во внимание, что приближение точечных частиц будет справедливым до некоторого предела, определяемого законами квантовой механики, а именно – соотношением неопределённостей Гейзенберга. Неточечность будет проявляться в первую очередь для лёгкой частицы – электрона. Для оценки этого эффекта перейдём в систему отсчета покоящейся альфа-частицы. В этой системе отсчета электрон движется со скоростью u и имеет импульс mu . При этом, опираясь на представление де-Бройля о частице, как о волновом пакете, получаем оценку размеров этого волнового пакета в виде длины волны де-Бройля:

$$\lambda = b_{\min} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mu} \quad (14)$$

Подставляя найденные пределы для прицельного параметра в (10), получаем:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{E} \frac{8\pi M k^2 e^4}{m} n \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{1}{E} \frac{8\pi M k^2 e^4}{m} n \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = -\frac{1}{E} \frac{8\pi M k^2 e^4}{m} n \ln \frac{mu^2}{I} \quad (15)$$

Откуда получаем формулу Бора для потерь на ионизацию и возбуждение:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{E} \frac{8\pi M k^2 e^4}{m} n \ln \frac{2mE}{MI} \quad (16)$$

Формула Бора позволяет рассчитывать длину пути, проходимого альфа-частицей до торможения:

$$R = \int_0^R dR = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx} \quad (17)$$

Аналитически интеграл, записанный с учётом (16), не разрешим. В качестве упрощения можно воспользоваться аппроксимацией логарифма в формуле Бора некоторой функцией с целью получить интегрируемую функцию. Так, например, наилучшим приближением логарифма (хотя и довольно грубым) функцией вида \sqrt{E} для случая воздуха и интервала энергий 0..10 МэВ будет:

$$\ln \frac{2mE}{MI} \approx 1.6E^{1/2} \quad (18)$$

Здесь энергия подразумевается в МэВ-ах.

Откуда может быть получена эмпирическая формула (1).

2. Схема экспериментальной установки

Основные узлы экспериментальной установки показаны на рис. 4.

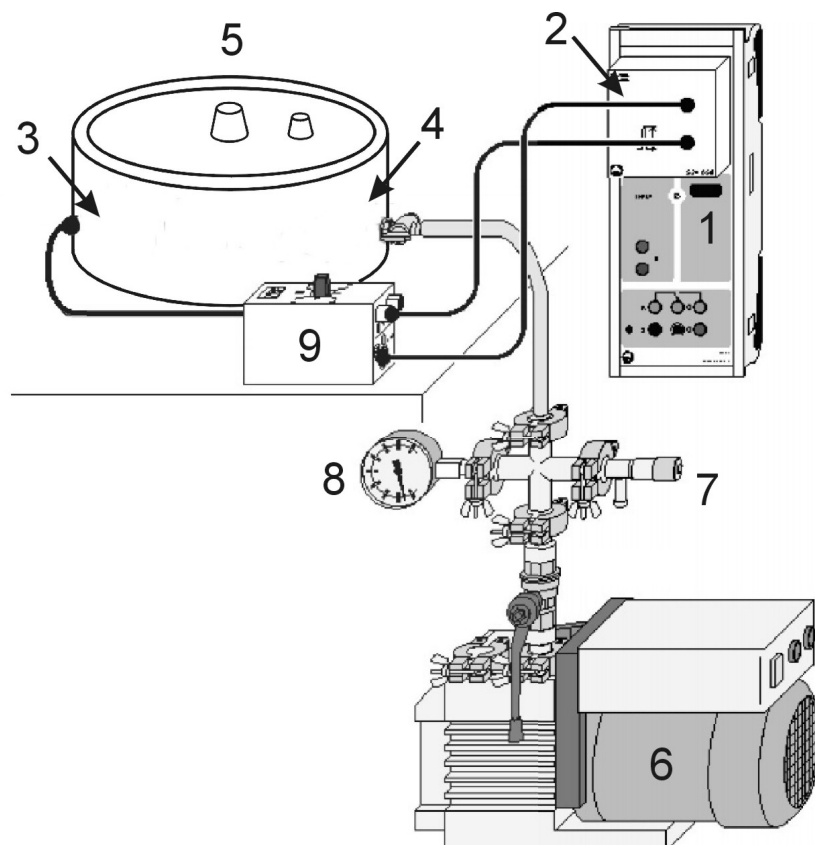


Рисунок 4. Схема экспериментальной установки.

В работе используется универсальный узел 1 сбора данных Cassy Lab 2 с модулем 2 многоканального анализатора МСА и соответствующее программное обеспечение. Источник альфа-частиц 3 и полупроводниковый детектор 4 размещены в герметичной вакуумной камере 5, которая откачивается форвакуумным насосом 6. На форвакуумном насосе 6 размещен игольчатый клапан 7, позволяющий плавно регулировать остаточное давление в камере 5. Значение остаточного давления индицируется манометром 8 в миллибарах (бар – внесистемная единица измерения давления, примерно равная 1 атм, составляет 10^5 Па). Детектор подключён кабелем с малой ёмкостью к предусилителю 9, формирующему сигнал с амплитудой порядка 1 В для многоканального анализатора 2.

Вакуумная камера позволяет в процессе работы, при откачанной до заданного давления камере, устанавливать источник альфа частиц под разными углами, а также

крепить сменный рассеиватель и поглотитель. В данной работе установка источника под разными углами не требуется.

3. Порядок выполнения работы

Перед началом работы убедитесь в наличии всех необходимых узлов установки и соединений между ними в соответствии с предыдущим разделом.

Убедитесь, что источник располагается точно напротив детектора, о чём свидетельствует значение указателя угла отклонения 0 на верхней крышке вакуумной камеры.

Оборудование может использоваться в нескольких лабораторных работах, например, в изучении поглощения альфа частиц в алюминии и золоте или резерфордов. При наличии в вакуумной камере кассеты с поглотителем, вращением соответствующей ручки добейтесь того, чтобы он не мешал попаданию альфа частиц в детектор.

При наличии в вакуумной камере рассеивателя обратитесь к лаборанту, который его извлечёт из камеры.

Внимание! Самостоятельное вскрытие вакуумной камеры запрещено и является нарушением законодательства РФ в области радиационной безопасности. Доступ к содержимому камеры, включающему альфа-радиоактивный источник, имеет только персонал лаборатории, относящийся к группе А.

Включите компьютер, запустите программное обеспечение CASSY Lab 2 и через пункт Help загрузите настройки к работе «Spectroscopy of alpha-radioactive samples».

Убедитесь, что игольчатый клапан 7 на выходе форвакуумного насоса 6 закрыт, проверив его на свободное вращение по часовой стрелке. В противном случае без усилий вращайте его по часовой стрелке до появления незначительного сопротивления. В закрытом положении показания грубой и точной шкалы на игольчатом клапане примерно равны нулю.

Внимание! Строго соблюдайте последовательность пяти описанных ниже действий, до отключения насоса. Появление давлений ниже атмосферного в вакуумной магистрали при отключенном насосе может привести к выдавливанию вакуумного масла из насоса в камеру атмосферным давлением. В этом случае работа окажется временно выведенной из строя.

Включите форвакуумный насос 6 и убедитесь, что вакуумная магистраль герметична, а насос исправен. В этом случае манометр покажет процесс вакуумирования магистрали,

длящийся не более минуты, при этом показания манометра не должны превышать 10мбар. При невыполнении этих условий обратитесь к лаборанту.

Не выключая насос 6, откройте клапан на входе в вакуумную камеру 5 и откачайте объем камеры до давления не выше 10 мбар.

Закройте клапан 8 на входе в вакуумную камеру 5.

Откройте игольчатый клапан 7, вращая его против часовой стрелки до изменений показаний манометра. Добейтесь показаний манометра примерно 1000мбар, что соответствует выравниванию атмосферного давления и давления в вакуумной магистрали.

Отключите насос 6.

Запустите измерения в программном обеспечении CASSY Lab 2, выбрав соответствующий пункт меню или нажав F9 в активном окне программы.

Варьируя в программном обеспечении CASSY Lab 2 усиление модуля многоканального анализатора МСА, добейтесь, чтобы спектр покрывал все свободные каналы. Типичное значение коэффициента усиления, при котором это происходит, равно -3.

Обратите внимание, что ППД чувствительны к искусственным источникам освещения. При наличии в спектре артефактов, зависящих от прямого попадания света на детектор, выключите на время проведения эксперимента ряд ламп дневного освещения над альфа-спектроскопическими установками в лаборатории.

Удалите накопленные в процессе настройки спектрометра данные.

Выполните регистрацию спектра и сохраните его для последующей обработки в формате «\Рабочий стол\Номер_группы\Фамилия_ИО». При отсутствии на рабочем столе папки с номером вашей группы создайте её.

Вращением ручки на вакуумной камере 5 разместите поглотитель из алюминиевой фольги между источником и поглотителем. Зарегистрируйте и сохраните спектр под новым именем.

Включите форвакуумный насос и плавной регулировкой игольчатого клапана 7 добейтесь остаточного давления 100мбар. Зарегистрируйте и сохраните спектр под новым именем.

Повторяйте предыдущий шаг, каждый раз увеличивая давление на 100мбар до величины, при которой спектр уже не наблюдается.

По окончании работ обязательно сбросьте давление игольчатым клапаном 7 в вакуумной магистрали сразу же после выключения насоса.

4. Анализ и представление результатов

При обработке результатов примите во внимание, что две основные спектральные линии используемого в работе источника ^{241}Am это $T=5486$ кэВ и $T=5443$ кэВ. Соотношение числа частиц, испускаемых в единицу времени в среднем и соответствующих этим двум спектральным линиям примерно равно 84:13.

Обработайте полученный спектр средствами CASSY Lab 2, обосновав выбор формы спектральной линии. Определите экспериментальное соотношение числа частиц от двух основных переходов ^{241}Am .

Выполните калибровку энергетической шкалы спектрометра. При калибровке примите во внимание, что источник альфа-лучей в целях радиационной безопасности имеет покрытие, преодолевая которое альфа-частицы теряют 1-2 МэВ энергии.

Определите цену деления канала спектрометра в кэВ.

Определите зависимость потерь энергии альфа-частиц от остаточного давления в вакуумной камере. Сравните с формулой Бора, построив по последней теоретическую зависимость.

Оцените толщину алюминиевой фольги по величине потерь энергии альфа-частиц в ней.

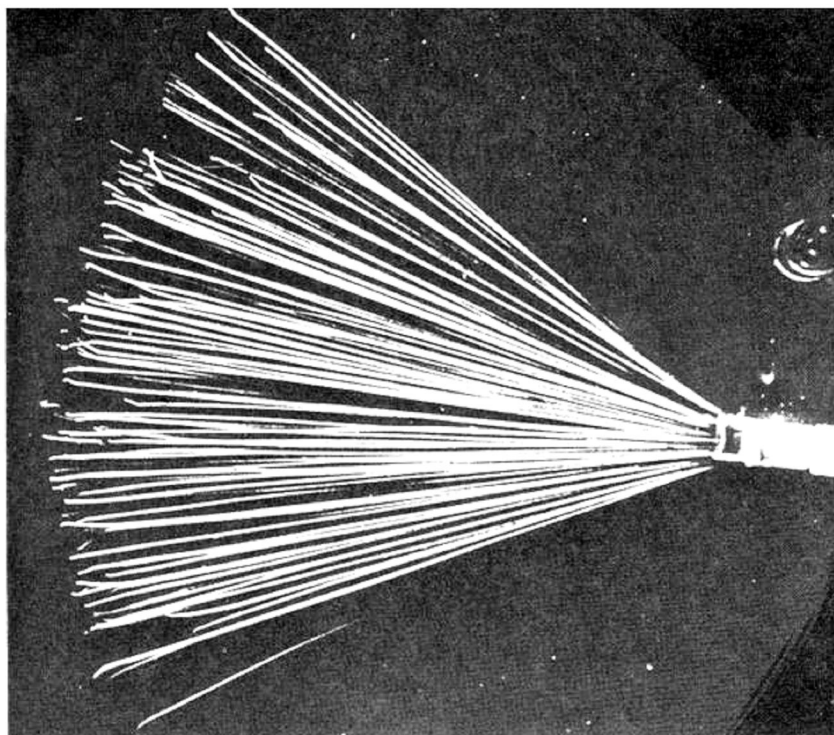
Представьте результаты в произвольной печатной форме, с включением всех описанных выше оценок и графиков спектров.

5. Вопросы для самоподготовки

1. Каков порядок величины пробега альфа-частиц от природных радиоактивных изотопов в воздухе и твёрдых телах?
2. Каким образом альфа частица теряет энергию?
3. Что позволяет рассчитать формула Бора?
4. Будет ли формула Бора справедливой для искусственно ускоренной альфа-частицы с энергией 10ГэВ?
5. Оцените количественно диапазон прицельных расстояний, в которых альфа-частица с энергией 5МэВ будет производить ионизацию воздуха.
6. Какой участок трека альфа-частицы в камере Вильсона будет более плотным, начало или окончание?
7. Как будет отличаться движение электрона и альфа-частицы в веществе?
8. Какое количество заряженных частиц производит альфа частица с энергией 5 МэВ, двигаясь в воздухе?
9. Во сколько раз увеличится пробег альфа-частицы при увеличении её энергии вдвое?
10. Какая заряженная частица имеет большие удельные потери энергии, быстрая или медленная?

Справочные и дополнительные материалы

Треки альфа-частиц в камере Вильсона:



Спинтарископ:



Литература

1. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. 2004. М., УРСС.
2. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. 1965. М., Атомиздат.
3. Колпаков П.Е. Основы ядерной физики. 1969. М., Просвещение.
4. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Орлин В.Н. Модели атомных ядер. 1997. М., Изд. МГУ.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. 1980. М., Наука.
6. Povh B., Rith K., Scholz C., Zetsche F. Particles and Nuclei. 5-th ed. 2006. Springer.