

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ

4.1 Определение энергии α -частиц по величине их пробега в воздухе

выполнил студент Б04-852 группы ФЭФМ

Яромир Водзяновский

Содержание

1	Цель работы	2
2	Теория	2
3	Лабораторная установка	4
3.1	Счетчик Гейгера	4
3.2	Ионизационная камера	4
3.3	Сцинтилляционный счетчик	5
4	Ход работы	6
4.1	Счетчик Гейгера	6
4.2	Ионизационная камера	7
4.3	Сцинтилляционный счетчик	8
5	Вывод	9

1 Цель работы

- Измерить пробег α -частиц в воздухе с помощью счетчика Гейгера
- Измерить пробег α -частиц в воздухе с помощью ионизационной камеры
- Определить энергию частиц

2 Теория

При α -распаде исходное родительское ядро испускает ядро гелия и превращается в дочернее ядро, число протонов и нейтронов уменьшается на 2 единицы. Варьирование периодов полу распада велико для $^{212}_{84}Po$ составляет $3 \cdot 10^{-7}$ с, а для $^{204}_{82}Pb$ составляет $1.4 \cdot 10^{17}$ лет. Диапазон изменения энергии вылетающей α -частицы - от 4 до 9 МэВ, причем, чем меньше энергия, тем больше период полураспада. Связь между энергией α -частицы E и периодом полураспада ядра $T_{1/2}$:

$$\lg T_{1/2} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b, \quad (1)$$

получена экспериментально Х.Гейгером и Дж. Нэттолом в 1911 г.

Вероятность вылета α -частицы из ядра определяется вероятностью ее проникновения сквозь кулоновский барьер. Экспоненциальный характер обусловлен экспоненциальным затуханием волновой функции в области под барьером, где $\Pi > E$.

Экспериментально будем определять энергию α -частиц по величине их пробега в веществе. Тяжелые частицы с $Z = 1, 2$ при прохождении в веществе теряют свою энергию в неупругих столкновениях с атомами вещества, что вызывает **ионизацию и возбуждение**, поэтому такие потери называют **ионизационными**. Энергия передаваемая электрону не превышает $4mE/M$, где m - масса электрона, M - масса заряженной частицы, E - кинетическая энергия заряженной частицы. Угол отклонения m/M мал (потеря энергии $1/2000$), значит траектория прямолинейна.

В нашем случае идут процессы до 10 МэВ. Ядерные взаимодействия имеют весомый вклад при высоких энергиях, когда энергия вылетающих α -частиц выше кулоновского барьера. в нашем случае это не так и почти весь вклад в потери вносит неупругое взаимодействие.

Произведем расчет удельных потерь энергии. Пусть частица с зарядом z движется в направлении x и проходит на расстоянии y от электрона. Атомные электроны считаем свободными ввиду большой энергии налетающих частиц. В таких условиях электрону передается только импульс в перпендикулярном направлении, который равен произведению электростатической силы Ze^2/y^2 на время $\approx 2y/v$. Значит приобретенная энергия E_e :

$$E_e = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} \left(\frac{Ze^2}{y^2} \cdot \frac{2y}{v} \right)^2 = \frac{2e^4 Z^2}{mv^2 y^2} \quad (2)$$

Если плотность электронов в среде $n_e = nZ$ (n , Z - плотность атомов среды и заряд соотв.), то потери энергии заряженной частицы на единице пути в результате взаимодействия с электронами в слое $2\pi y dy$:

$$dE(y) = \frac{4\pi n Z z^2 e^4}{mv^2} \cdot \frac{dy}{y} \quad (3)$$

Проинтегрировав выражение выше получим потерю энергии на единице пути:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} \approx 4\pi \frac{e^4 z^2}{mv^2} n Z \ln \frac{y_{\max}}{y_{\min}} \quad (4)$$

Найдем пределы y_{\max} и y_{\min} , из (2) следует, что энергия, потерянная заряженной частицей при столкновении с электроном обратно пропорциональна квадрату прицельного параметра:

$$2 \ln \frac{y_{\max}}{y_{\min}} = - \ln \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \quad (5)$$

Из ЗСЭ:

$$E_{\max} = \frac{4mE}{M} = 2mv^2 \quad (6)$$

В системе покоя частицы электрон может отскочить от нее и изменить скорость на $2v$. Минимальная энергия, передаваемая электрону в случае связанных электронов определяется энергией связи или энергией возбуждения. Для определенного вида атомов или молекул это минимальное значение потерянной энергии называется **средним ионизационным потенциалом \bar{I}** :

$$\ln \frac{E_{max}}{E_{min}} = \ln \frac{2mv^2}{\bar{I}} \quad (7)$$

Для ионизационных потерь нерелятивистской тяжелой заряженной частицы:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} \approx 2\pi \frac{e^4 z^2}{mv^2} nZ \frac{2mv^2}{\bar{I}} \quad (8)$$

Величину dE/dx называют тормозной способностью вещества.

В формулу (8) входит только скорость и заряд частицы. С увеличением скорости потери уменьшаются.

Зависимость dE/dx от пути есть кривая Брэгга на рис. 1. Путь тяжелых заряженных частиц прямолинеен, а разброс длин путей от многократного кулоновского рассеяния невелик, так что можно говорить о длине пробега заряженных частиц в веществе.

Зная зависимость тормозной способности данного вещества от жнергии частицы можно вычислить длину пробега частицы, замедляющейся от начальной жнергии E_0 до E_1 . Длину пробега частицы с зарядом z и массой M в веществе с атомным номером Z :

$$R_{zM} = - \int_{E_1}^{E_0} \frac{dE}{(dE/dx)} = \frac{m}{2\pi e^4 z^2 nZ} \int_{E_1}^{E_0} \frac{v^2 dE}{\ln(2mv^2/\bar{I})} \quad (9)$$

Примем во внимание, что $dE = Mv dv$:

$$R_{zM} = \frac{mM}{2\pi e^4 z^2 nZ} \int_{v_1}^{v_0} \frac{v^3 dv}{\ln(2mv^2/\bar{I})} \quad (10)$$

Пренебрежем слабой логарифмической зависимостью от скорости частиц:

$$R \propto \frac{M}{z^2} v_0^4 \propto E^2 \quad (11)$$

Однако эта формула плохо работает на экспериментальных данных. Получить хорошее согласие при учете взаимодействия только с электронами не удастся. Поэтому пользуются эмпирическим соотношением между энергией альфа-частицы и ее пробегом. В диапазоне от 4 до 9 МэВ эта связь хорошо описывается выражением:

$$R = 0.32E^{3/2} \quad (12)$$

Пробег выражается в сантиметрах, а энергия в МэВ.

Формула (8) показцывает, что потери жнергии пропорциональны произведению плотности электронов на длину пути: $\Delta E \propto n_e \Delta x$. В заданной среде плотность электронов пропорциональна обычной плотности.

$$n_e = \rho N_A Z/A, \quad (13)$$

N_A - постоянная Авогадро, A - атомная масса вещества, Z - атомный номер. Иными словами удобнее понимать произведение плотности среды на пробег $R' = \rho \cdot R$ имеет размерность г/см².

Рассеяние альфа-частиц имеет статистический характер. Кривая на рис. 2 выражает зависимость числа частиц от расстояния, пройденного в поглотителе.

Как видно из рис. 2 dN/dx , большая часть альфа-частиц останавливается в узкой области, расположенной около R_{cp} , именно этот средний пробег входит в формулу (12). Однако, можно вместо среднего пробега использовать экстраполируемый R_Δ - есть пересечение касательной, проходящей через перегиб, с абсциссой.

Несмотря на наличие коллиматора мы имеем дело с не с узкими параллельными пучками, а с пучками конечных размеров, так что есть заметная угловая расходимость. Это значит, что экспериментально зависимости числа альфа-частиц от глубины их проникновения передают проявление брэгговского пика и относительную величину пробега частиц с разной энергией. Однако пик оказывается размыт, так что будем пользоваться экстраполируемым пробегом.

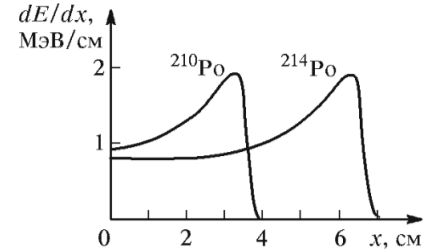


Рис. 1: Кривые Брэгга для α-частиц

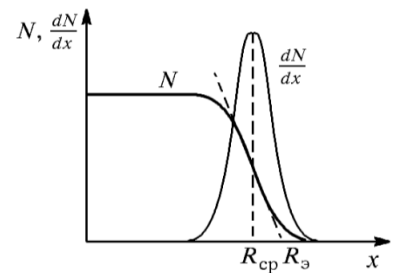


Рис. 2: Зависимость числа α-частиц от глубины их проникновения в вещество

При экспериментальном исследовании пробега альфа-частиц следует помнить, что источники частиц могут загрязнять близлежащие поверхности. Это происходит из-за отдачи, которую испытывают атомы при испускании альфа-частиц. Поэтому источники покрывают пленкой, которая все же замедляет частицы.

В качестве источника используется ^{239}Pu с периодом полураспада $T_{1/2} = 2.44 \cdot 10^4$ лет. Средняя энергия 5.15 МэВ.

3 Лабораторная установка

3.1 Счетчик Гейгера

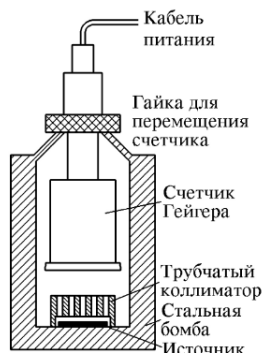


Рис. 3: Схема торцевого счетчика Гейгера

Для определения пробега альфа-частиц с помощью счетчика радиоактивный источник помещается на дно стальной цилиндрической бомбы (рис. 3), в которой может перемещаться торцевой счетчик Гейгера. Его чувствительный объем отделен от наружной среды тонким слюдяным окошком, сквозь которое могут проходить альфа-частицы. Рабочее напряжение счетчика указано на установке.

Импульсы, возникающие в счетчике, усиливаются и регистрируются пересчетной схемой. Путь частиц в воздухе зависит от расстояния между источником и счетчиком. Перемещение счетчика производится путем вращения гайки, находящейся на крышке бомбы. Расстояние между счетчиком и препаратом измеряется по шкале, нанесенной на держатель счетчика. Счетчик не может быть придвинут к препарату ближе чем на 10 мм, т. к. между источником и счетчиком установлен коллиматор, изготовленный из плотно сжатых металлических трубок. Отверстия трубок пропускают к счетчику только те альфа-частицы, которые вылетают из источника почти перпендикулярно его поверхности.

3.2 Ионизационная камера

Ионизационная камера - прибор для количественного измерения ионизации, произведенной заряженными частицами при прохождении через газ. Камер - сосуд, наполненный газом с двумя электродами (рис. 4).

Сферическая стенка - электрод, второй электрод вводится в газ через изолирующую пробку. К электродам подводится постоянное напряжение от ЭДС.

Газ сам по себе не проводит ток, он может проводить когда проходящая заряженная частица ионизирует газ при пролете.

Поместим на торец внутреннего электрода источник α -частиц $^{239}_{94}\text{Pu}$, заполним объем камеры воздухом и начнем постепенно увеличивать разность потенциалов между электродами. Ток, протекающий через камеру, вначале будет возрастать, потом с некоторого напряжения V_0 станет постоянным (рис. 5). Предельный ток будет равен $I_0 = n_0 \cdot e$, где n_0 - число пар ионов, образуемых в секунду в объеме камеры.

При небольших напряжениях сила тока меньше предельной, так как ионы успевают рекомбинировать и не доходят до камеры. При напряжениях порядка сотен вольт почти все ионы долетают.

Прохождение тока через камеру регистрируется измерением напряжения на сопротивлении R . Так как средняя энергия ионизации воздуха около 30 кэВ, то альфа-частица с энергией 3 МэВ образует на своем пути около 100000 электронов с зарядом $1.6 \cdot 10^{-14}$ Кл. Чтобы такой маленький заряд вызвал измеряемое напряжение емкость C должна быть мала.

Рис. 4: Схема устройства ионизационной камеры

Подвижность электронов в 1000 раз больше подвижности ионов. Подбором параметров RC - цепочки можно выделить импульсы тока соответствующие только электронной компоненте. Реальное время несколько микросекунд.

Если число прошедших через камеру альфа-частиц велико, то можно регистрировать ток, который пропорционален интенсивности альфа-частиц. Постоянная времени равна нескольким секундам.

При изменении давления ионизационный ток будет меняться согласно рис. 6. При небольших энергиях газа альфа-частицы передают часть энергии стенкам камеры. При достижении P_0 все частицы заканчивают свой пробег внутри газа и рост тока прекращается.

В данной работе внутренний электрод есть диск диаметром 5 мм, на который нанесен тонким слоем $^{239}_{94}\text{Pu}$, покрытый сверху тонкой защитной пленкой. Второй электрод - вольтный шар с диаметром 100 мм. Разность

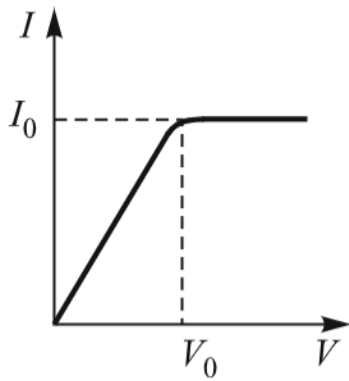


Рис. 5: ВАХ ионизационной камеры

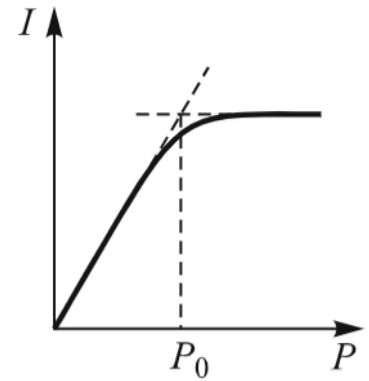


Рис. 6: Характерная кривая зависимости тока ионизационной камеры от давления

потенциалов составляет 300 В. Установка содержит кран и манометр. Величина тока ионизации измеряется электрометром из сопротивлений $R = 100 \text{ МоМ}$ ($C = 10^{-8}$ Фарад, так что $RC = 1 \text{ с}$)

3.3 Сцинтилляционный счетчик

Установка состоит из цилиндрической камеры, на дне которой находится препарат. Камера закрыта стеклянной пластинкой, на которую с двух сторон нанесен люминофор, с наружной стороны к стеклу прижат фотокатод фотоумножителя (рис. 7)

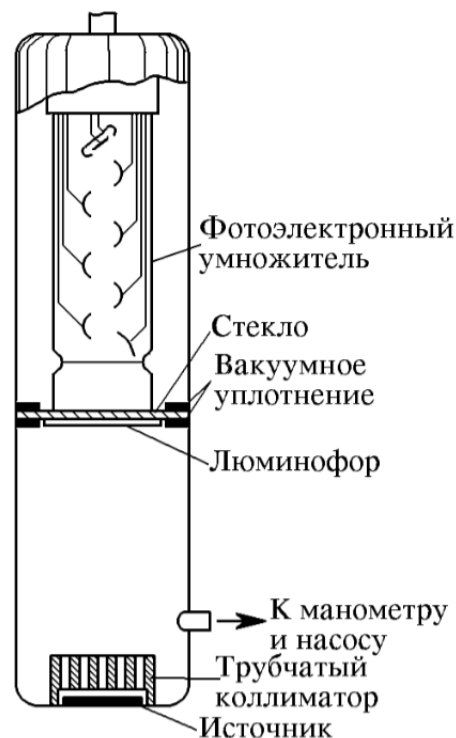


Рис. 7: Установка для измерения пробега с помощью сцинтилляционного счетчика

Оптический контакт ФЭУ-стекло обеспечивается тонким слоем вазелинового масла. Сигналы с фотоумножителя поступают на пересчетную установку. расстояние между препаратом и люминофором составляет 9 см, так что альфа-частицы не могут достигнуть люминофора. Будем определять зависимость интенсивности счета от давления в камере.

4 Ход работы

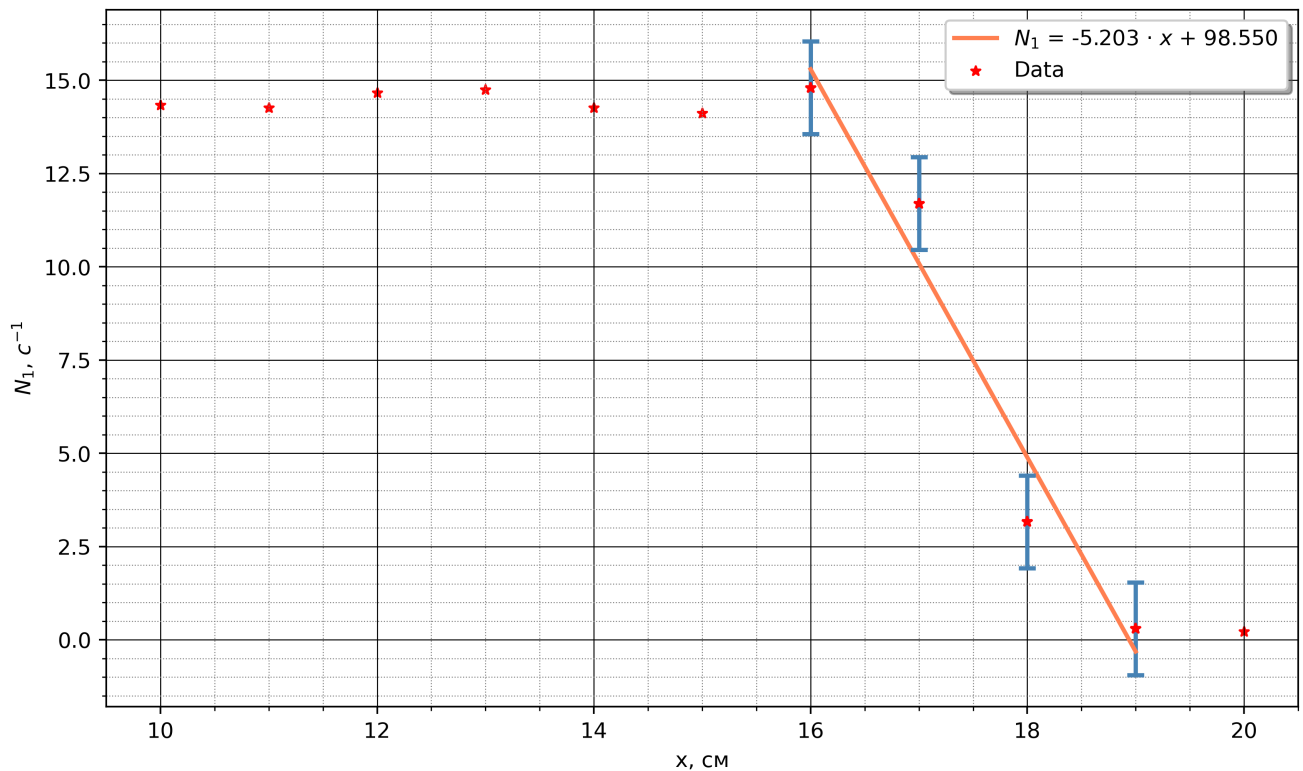
4.1 Счетчик Гейгера

1. Включим установку и высоковольтный выпрямитель, прогреем их.
2. Пока установка прогревается протестируем ее: при необходимом напряжении на счетчике измерим счет при >4 см и при минимальном расстоянии счетчика от источника, получим, что есть отличающийся счет.
3. Проведем измерения зависимости счета от расстояния, результат занесем в таблицу 1. Расчитаем скорость счета N_1 разделив N на время измерения 60 секунд.

Таблица 1

x, мм	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
N	860	856	880	885	856	847	888	702	190	18	13
N_1, c^{-1}	14	14	14	15	14	14	15	12	3	0	0

4. Построим по данным из таблицы 1 график $N_1 = N_1(x)$ на рис. 8

Рис. 8: График зависимости $N_1(x)$

5. Мы сделали фит точек в узком диапазоне в районе перегиба. Найдём экстраполируемый и средний пробег.

$$R_{\text{э}} = b/a \approx 18.94 \pm 3.9[\text{мм}](\pm 20.6\%)$$

$$R'_{\text{э}} = \rho \cdot R_{\text{э}} = 2.45 \pm 0.50 \text{ г/см}^2$$

$$\text{Средняя длина пробега } R_{\text{ср}} \approx 17.5 \pm 1.0 \text{ мм } R'_{\text{ср}} = R_{\text{ср}} \cdot \rho = 2.26 \pm 0.47 \text{ г/см}^3$$

6. Оценим энергию этих альфа-частиц:

$$E_{\text{э}} \approx 3.88 \pm 0.79 \text{ МэВ} \quad E_{\text{ср}} \approx 3.68 \pm 0.76 \text{ МэВ}$$

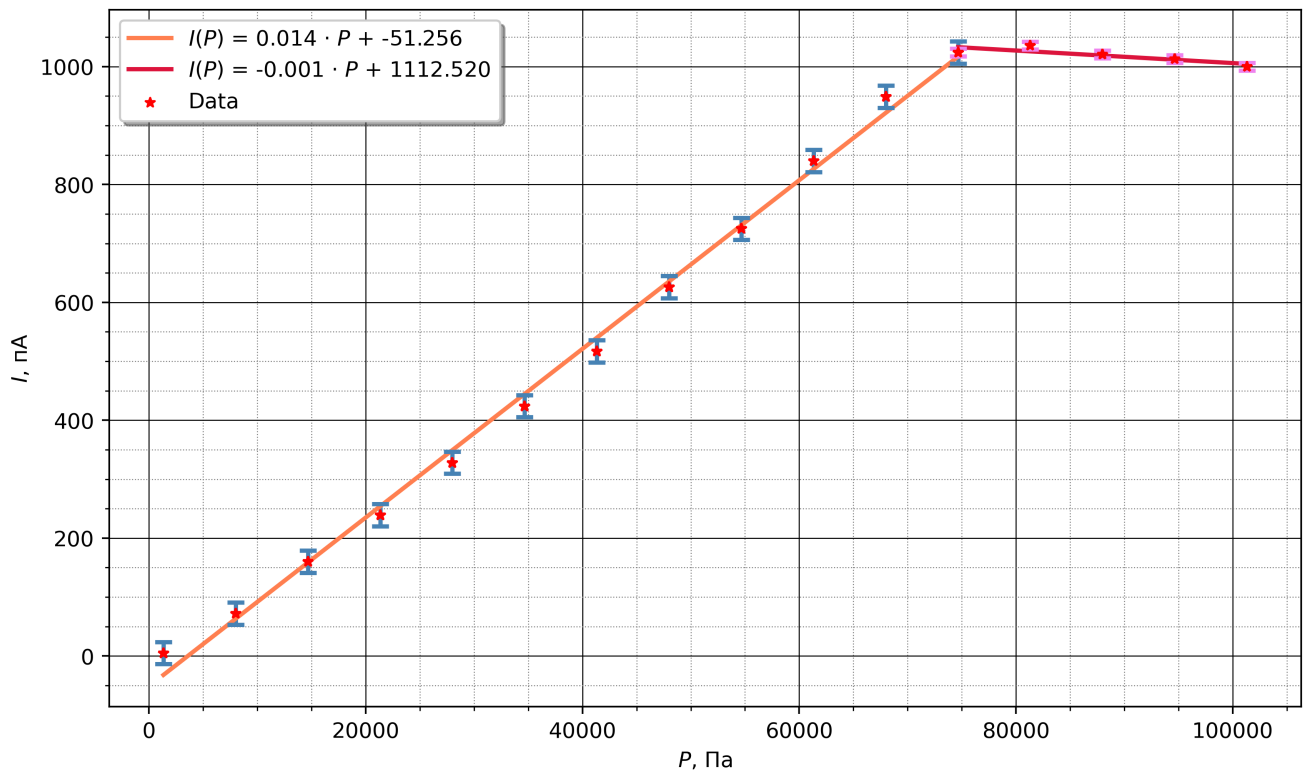
4.2 Ионизационная камера

1. Включим установку, запишем нулевое показание табло.
2. Включим питание ионизационной камеры. Проведем предварительные опыты. Откачаем камеру ток должен уменьшаться.
3. Снимем зависимость тока от давления и занесем в таблицу 2:

Таблица 2

I , пА	5	72	160	239	328	424	517	626
P , Па	1333.22	7999.32	14665.42	21331.52	27997.62	34663.72	41329.82	47995.92
I , пА	840	949	1024	1036	1021	1013	1000	725
P , Па	61328.12	67994.22	74660.32	81326.42	87992.52	94658.62	101324.72	54662.02

4. Построим зависимость $I(P)$ на рис. 9 и сделаем линейный фит

Рис. 9: График зависимости $I(P)$

5. Найдем точку пересечения прямых P_0 :

$$P_0 = \frac{b_2 - b_1}{a_1 - a_2} \approx 75700.24 \pm 2754.65 \text{ [Па]} (\pm 3.6 \%)$$

6. Зная, что при $P = 760$ Торр $T = 300$ К, через пропорцию найдем:

$$R = (r_2 - r_1) \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \frac{T_0}{T} = 6.81 \pm 0.24 \text{ см}$$

$$R' = (8.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$$

7. Оценим энергию альфа-частиц:

$$E = \left(\frac{R}{0.32} \right) \approx 8.79 \pm 0.03 \text{ МэВ}$$

4.3 Сцинтилляционный счетчик

1. Включим пересчетную установку и выпрямитель. Проверим установку: проведем счет при атмосферном давлении откачаем камеру, посмотрим, что все работает.
2. Опыт будем проводить при напусканнии воздуха в камеру. Данные занесем в таблицу 3:

Таблица 3

N	3785	3248	2265	1284	428	95	21	7
P, Па	1333.22	7999.32	14665.42	21331.52	27997.62	34663.72	41329.82	47995.92

3. Построим зависимость $N(P)$ на рис. 10

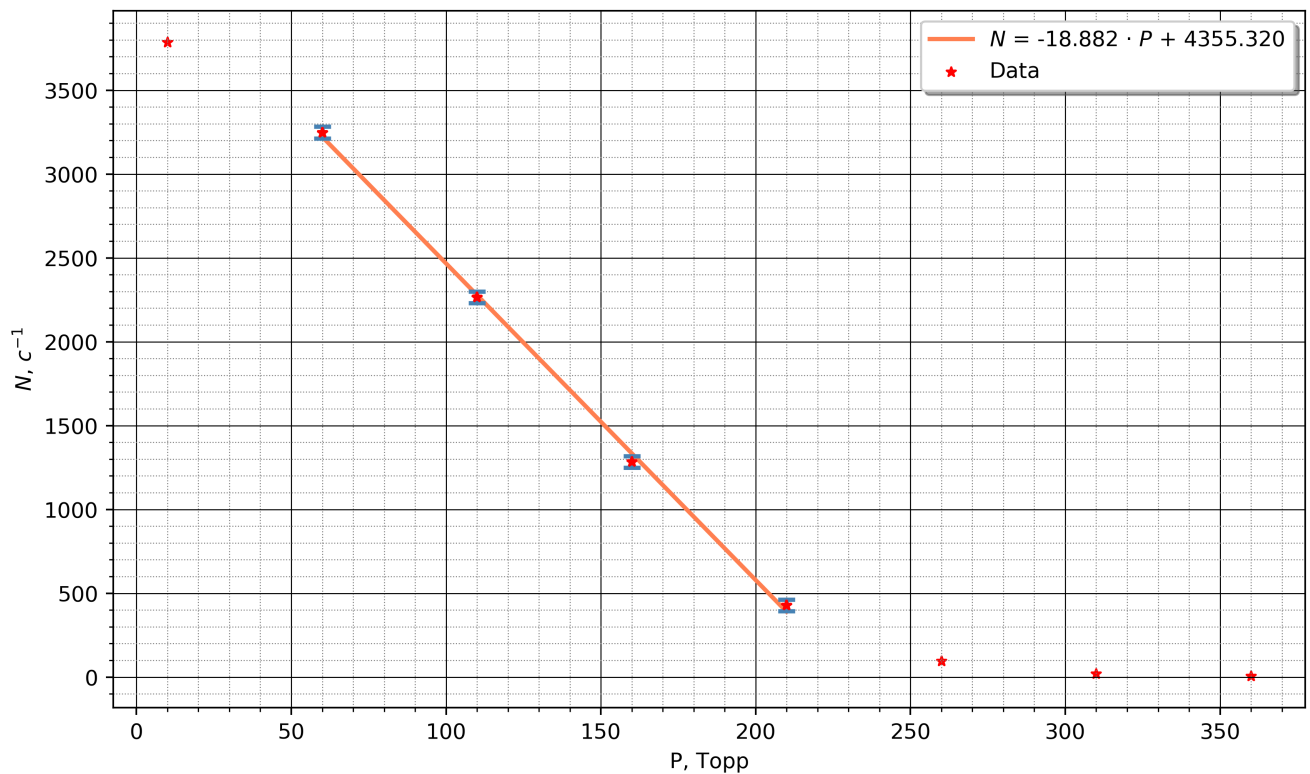


Рис. 10: График зависимости $N(P)$

4. По графику (рис. 10) определим экстраполируемое давление и среднее:

$$P_s = b/a \approx 230.66 \pm 6.33 \text{ [Torr]} (\pm 2.7\%)$$

$$P_{\text{ср}} \approx 150 \pm 10 \text{ Torr}$$

5. Найдём пробег по формуле $R = \frac{P}{760 \text{ [Torr]}} \cdot 9 \text{ [см]}$

$$\begin{aligned} R_s &= 2.73 \pm 0.08 \text{ см} & R'_s &= (3.53 \pm 0.09) \cdot 10^{-3} \text{ [г/см}^2\text{]} \\ R_{\text{ср}} &= 1.78 \pm 0.05 \text{ см} & R'_{\text{ср}} &= (2.30 \pm 0.09) \cdot 10^{-3} \text{ [г/см}^2\text{]} \end{aligned}$$

6. Определим энергию:

$$E_{\alpha} \approx 4.95 \pm 0.14 \text{ МэВ} \quad E_{\text{ср}} \approx 3.72 \pm 0.10 \text{ МэВ}$$

5 Вывод

В работе измерен пробег альфа-частиц от источника ^{239}Pu тремя способами: с помощью торцевой счетчика Гейгера и ионизационной камеры и сцинтилляционного счетчика, также определили энергию альфа-частиц.