

Лабораторная работа 5.4.1

Определение энергии α -частиц по величине их пробега в воздухе

Павлов Матвей, Елисеев Данил

16 сентября 2025 г.

Аннотация

Измерить пробег α частиц в воздухе тремя способами: с помощью торцевого счетчика Гейгера, сцинтилляционного счетчика и ионизационной камеры, — по полученным данным определить энергию частиц

Теоретические сведения

Энергетическое условие α -распада имеет вид

$$\Delta E = E_{A-4, Z-2} + E_\alpha - E_{A, Z} > 0,$$

где $E_{A, Z}$ — энергия связи исходного ядра, $E_{A-4, Z-2}$ — дочернего, а $E_\alpha \approx 28$ МэВ — энергия связи α -частицы. Для средних ядер, где энергия связи на нуклон достигает примерно 8 МэВ, распад невозможен, и он осуществляется только у тяжёлых ядер с $Z > 83$.

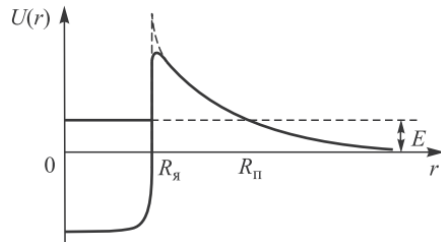
Потенциальная энергия α -частицы вне ядра определяется кулоновским отталкиванием

$$U(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{r},$$

внутри ядра потенциал практически постоянен, образуя потенциальную яму (рис. 1). Классически α -частица не могла бы покинуть ядро, однако в квантовой механике вероятность её нахождения вне ядра отлична от нуля, что объясняет возможность туннелирования.

Вероятность преодоления барьера определяется проникаемостью

$$\ln D = -\frac{2}{\hbar} \int_{R_y}^{R_p} \sqrt{2m_\alpha(U(r) - E)} dr,$$



где R_y — радиус ядра, а R_p — точка поворота, определяемая из условия $E = 2(Z-2)e^2/R_p$. При $E \ll U(R_y)$ этот интеграл аппроксимируется выражением

$$\ln D \simeq -A \left(\frac{B}{\sqrt{E}} + C \right).$$

Рис. 1: Качественный вид потенциальной энергии α -частицы как функции расстояния от центра ядра.

Так как период полураспада $T_{1/2}$ обратно пропорционален проникаемости пробега, мы приходим к эмпирическому закону Гейгера–Нэттола, связывающему период полураспада ядра и энергию вылетающей α -частицы: $\lg T_{1/2} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b$, где величины a и b выражаются через заряд ядра как $a \simeq 1,6Z, b \simeq -1,6Z^{2/3} - 21,4$.

Вывод этого закона основывается на зависимости проникаемости барьера от энергии: так как вероятность выхода частицы из ядра пропорциональна D , а константа распада $\lambda = \nu D$, где число попыток $\nu \simeq \frac{h}{2m_\alpha R_y^2}$, то период полураспада $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ принимает вид, совпадающий с указанной зависимостью.

Длина пробега частицы с зарядом z и массой M в веществе с атомным номером Z вычисляется по формуле:

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

С учетом $dE = Mv dv$:

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

При пренебрежении логарифмической зависимостью: $R \propto \frac{M}{z^2} v_0^4 \propto E^2$

Для α -частиц в воздухе в диапазоне 4-9 МэВ используется эмпирическая формула: $R = 0,32 \cdot E^{3/2}$ где R - в см, E - в МэВ. Пробеги составляют несколько сантиметров.

Из-за рассеяния и статистического характера потерь энергии пробеги частиц с одинаковой начальной энергией различаются. Кривая числа частиц от глубины показывает постоянство числа частиц на малых глубинах и постепенное уменьшение в конце. Большая часть частиц останавливается в узкой области около среднего пробега R_{cp} . Экстраполированный пробег R_Σ определяется пересечением касательной к кривой $N(x)$ в точке R_{cp} с осью x .

В эксперименте с пучками конечной расходимости брэгговский пик смещается и размывается, поэтому для оценки пробега используется экстраполированный пробег R_Σ .

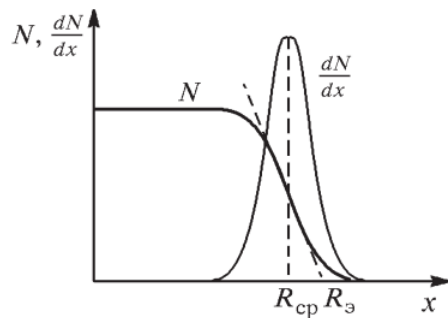


Рис. 2: Зависимость числа α -частиц от глубины их проникновения в вещество.

Экспериментальная установка

В данной работе пробег α -частиц в воздухе определяется тремя способами:

1. Счетчик Гейгера — измеряет зависимость числа частиц от расстояния. Состоит из вакуумной камеры с источником, подвижного счётчика с слюдяным окном, коллиматора и электроники для регистрации;
2. Сцинтилляционный счетчик — регистрирует вспышки света от люминофора при изменении давления. Включает герметичную камеру, люминофорную пластину, фотоумножитель и систему вакуумирования;
3. Ионизационная камера — измеряет общий ток ионизации. Состоит из сферической камеры с электродами, источника напряжения 300 В, вакуумной системы и электрометра. Пробег определяют по зависимости тока от давления.

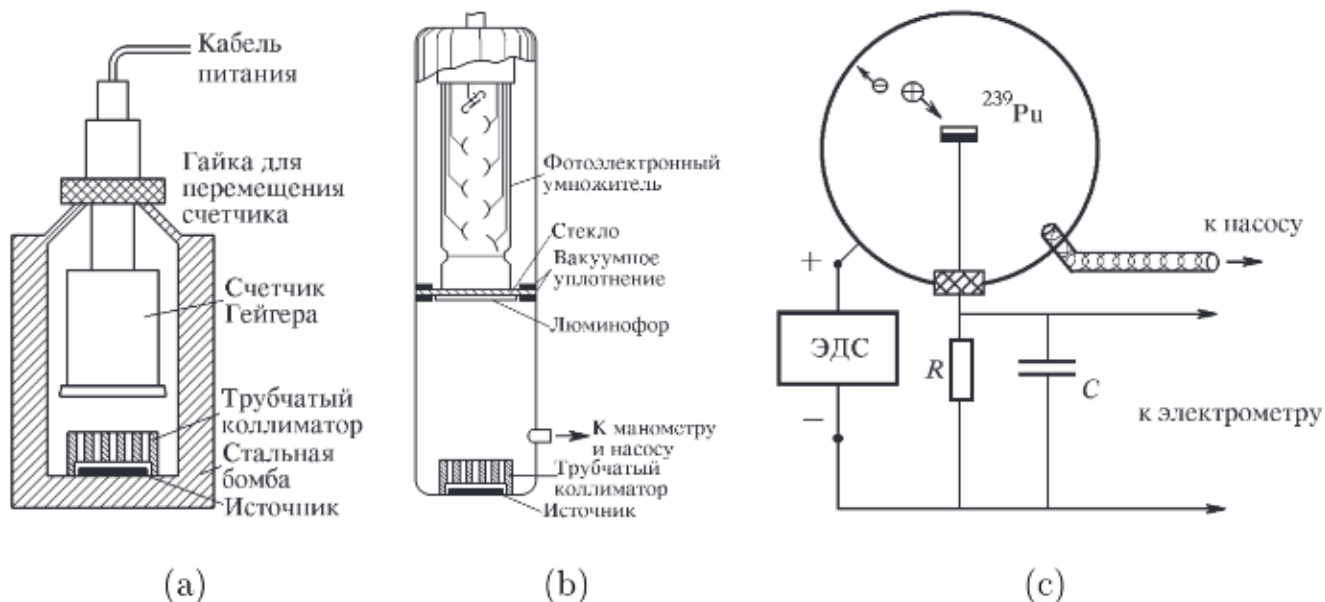


Рис. 3: Экспериментальные установки.

В качестве источника α -частиц используется ^{239}Pu с периодом полураспада $T_{1/2} = 2,44 \cdot 10^4$ лет. Альфа-частицы, испускаемые ^{239}Pu состоят их трех моноэнергетических групп, различие между которыми лежит в пределах 50 кэВ. При той точности, которая достигается в наших опытах, их можно считать совпадающими по энергии, равной 5,15 МэВ.

Ход работы

Исследование пробега α -частиц с помощью счетчика Гейгера

Проведем измерения зависимости скорости счета N от расстояния x между источником и счетчиком.

Методика измерения счета и его погрешности стандартные: мы считаем число N' зарегистрированных частиц со статистической погрешностью $\sigma_{N'} = \sqrt{N'}$ и время регистрации t (Погрешность измерения t мала по сравнению со статистической погрешностью, поэтому ее не будем учитывать), откуда получаем скорость счета $N = N'/t$ и ее погрешность

$$\sigma_N = N \cdot \frac{\sqrt{N'}}{N'} = \frac{\sqrt{N'}}{t} \quad (1)$$

Погрешность для l оценим как $\sigma_l = 0,5$ мм — погрешность цены деления. Результаты измерений величин и их погрешностей занесем в таблицу и построим график.

x , мм	σ_x , мм	t , с	N' , отсчетов	N , отсчетов/с	σ_N , отсчетов/с
0,00	0,13	60,127	1020	16,96	0,53
1,00	0,13	59,721	1008	16,88	0,53
2,00	0,13	59,999	1032	17,20	0,54
3,00	0,13	59,595	989	16,60	0,53
4,00	0,13	59,883	931	15,55	0,51
5,00	0,13	60,235	959	15,92	0,51
6,00	0,13	59,852	893	14,92	0,50
7,00	0,13	60,082	633	10,53	0,42
7,25	0,13	60,263	453	7,52	0,35
7,50	0,13	59,895	371	6,19	0,32
7,75	0,13	59,884	273	4,56	0,28
8,00	0,13	60,208	159	2,64	0,21
8,25	0,13	60,204	71	1,18	0,14
8,50	0,13	60,175	57	0,95	0,13
8,75	0,13	60,199	40	0,66	0,11
9,00	0,13	59,926	43	0,72	0,11

Таблица 1: Счетчик Гейгера

Также будем учитывать длину коллиматора $d = 10$ мм, считаем, что суммарная погрешность $x + d$ будет $\sigma_{x+d} \approx \sigma_x$. Далее для удобства будем писать x вместо $x + d$

Представим результаты эксперимента на графике в координатах N , x и определим средний и экстраполированный пробег α -частиц в см и г/см².

Плотность воздуха в тот день была равна $\rho \approx 1,178 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} = 1,178 \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$

Среднюю длину пробега оценим как полусумму крайних точек, которые мы использовали для аппроксимации наклонной кривой $R_{\text{ср}} \simeq \frac{x_1+x_2}{2} = \frac{16+18,5}{2}$ мм = $17,25 \pm 0,13$ мм $\Rightarrow R'_{\text{ср}} = \rho R_{\text{ср}} = 2,03 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$

Экстраполированный пробег оценим как:

$$R_{\text{э}} = \frac{b}{a} = 18.56 \pm 0.66 \text{ мм} \Rightarrow R'_{\text{э}} = \rho R_{\text{э}} = (2,19 \pm 0,08) \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$$

И погрешность $R_{\text{э}}$ оценена как

$$\sigma_{R_\alpha} = \sqrt{\left(\frac{\partial R_\alpha}{\partial a} \sigma_a\right)^2 + \left(\frac{\partial R_\alpha}{\partial b} \sigma_b\right)^2}$$

Энергию таких α -частиц можно оценить по эмпирической формуле

$$R = 0,32E^{3/2} \Rightarrow E_\alpha = 3,23 \pm 0,77 \text{ МэВ}, \quad E_{\text{ср}} = 3,07 \pm 0,15 \text{ МэВ}$$

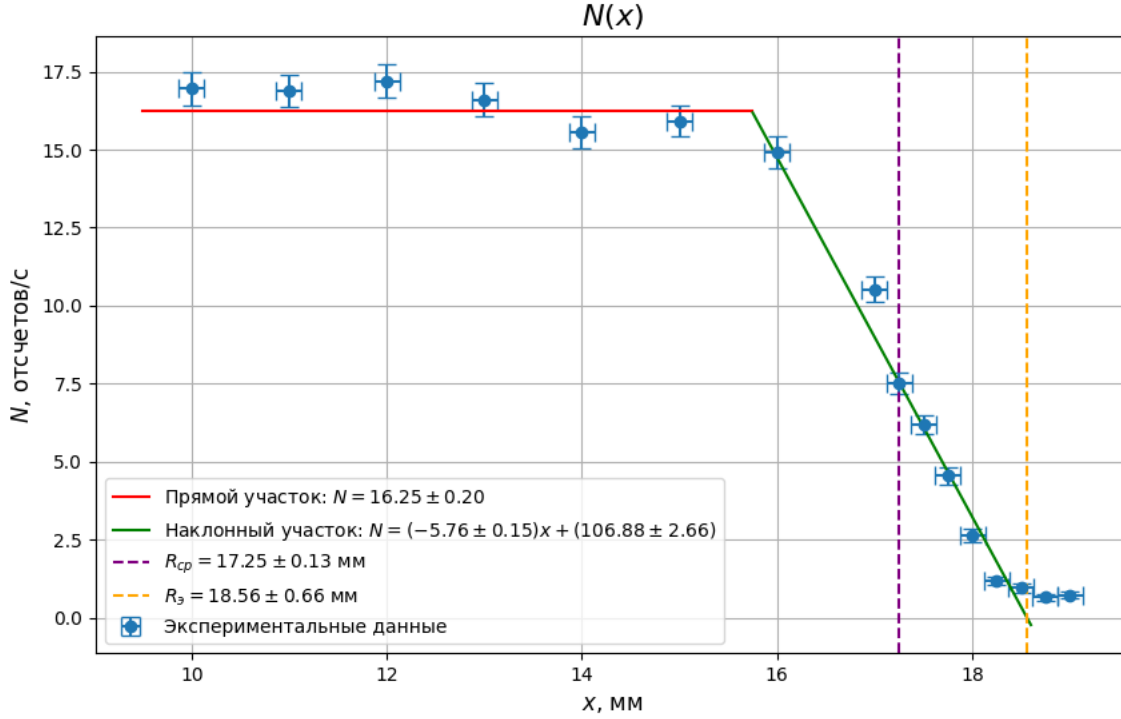


Рис. 4: Зависимость скорость счета частиц от расстояния между источником и счетчиком, аппроксимированная двумя прямыми

Определение пробега α -частиц с помощью сцинтилляционного счетчика и ионизационной камеры

Сцинтилляционный счетчик и ионизационная камера подключены к одному насосу, поэтому измерения зависимости тока и числа отсчетов от давления производились одновременно.

Атмосферное давление: $P_a = 740 \text{ мм рт ст}$. Температура $T = 292 \text{ К}$.

Снимем зависимость тока и числа отсчетов от давления. Погрешность давления оценим как цену деления — $\sigma_P = 5 \text{ мм рт ст}$, погрешность $\sigma_I = 3 \text{ пФ}$. Результаты измерения занесем в таблицу и построим график. Погрешность числа отсчетов также равна $\sigma_N = \sqrt{N}$, будем округлять ее до целого числа.

P' , мм рт. ст.	P , мм рт. ст.	σ_P , мм рт. ст.	I , пА	σ_I , пА	N , число отсчетов	σ_N
725	15	5	5	3	3343	58
700	40	5	47	3	3215	57
675	65	5	85	3	2633	51
650	90	5	120	3	2320	48
625	115	5	155	3	1773	42
600	140	5	193	3	1308	36
575	165	5	231	3	744	27
550	190	5	270	3	392	20
525	215	5	306	3	218	15
500	240	5	346	3	126	11
475	265	5	386	3	65	8
450	290	5	426	3	36	6
425	315	5	468	3	34	6
400	340	5	509	3	5	2
375	365	5	554	3	3	2
350	390	5	604	3	4	2
325	415	5	645	3	4	2
300	440	5	690	3	3	2
275	465	5	728	3	5	2
250	490	5	765	3	3	2
225	515	5	801	3	4	2
200	540	5	822	3	4	2
175	565	5	828	3	3	2
150	590	5	828	3	1	1
125	615	5	825	3	2	1
100	640	5	826	3	3	2
75	665	5	813	3	3	2
50	690	5	808	3	3	2
25	715	5	796	3	1	1
0	740	5	788	3	6	2

Таблица 2: Ионизационная камера и сцинтилляционный счетчик

Ионизационная камера

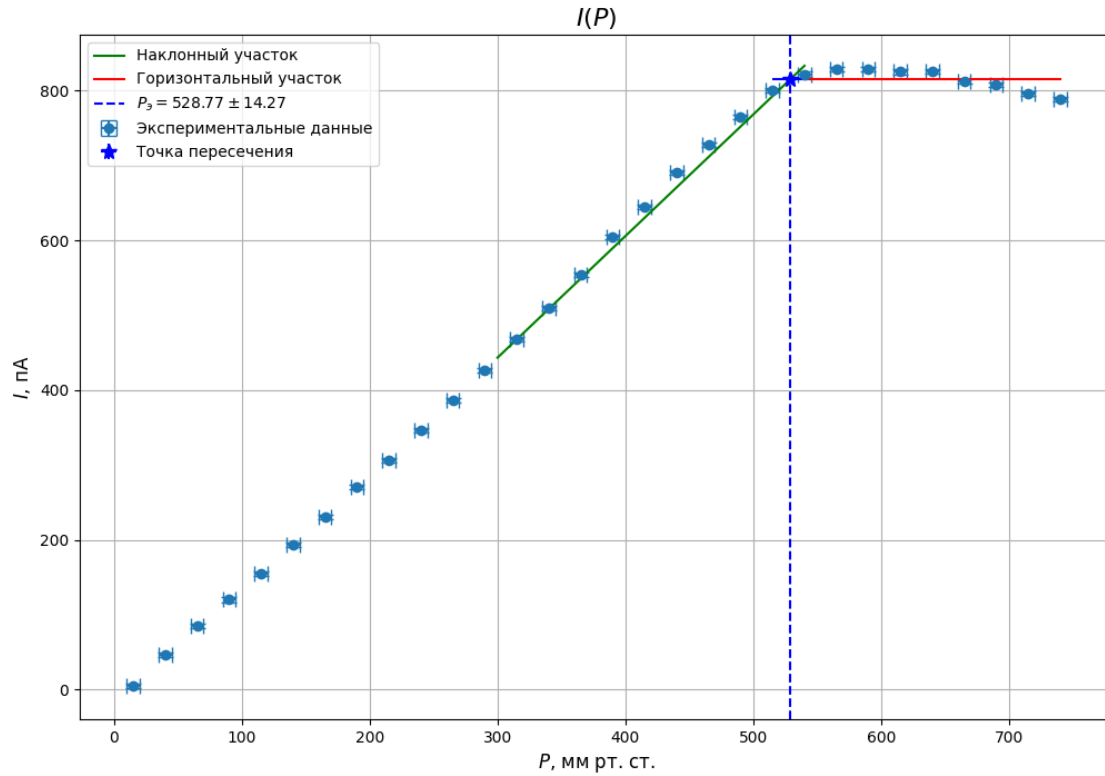


Рис. 5: График зависимости тока в ионизационной камере от давления.

По графику определим: $P_3 = 529 \pm 14$ Торр. Аналогично предыдущему пункту найдём экстраполированный пробег R_3 и соответствующую энергию.

$$R_3 = \frac{288 \text{ K}}{T} \frac{P}{760 \text{ Торр}} \frac{10 - 0.5}{2} \text{ см} = 3,25 \pm 0,08 \text{ см},$$

где 0.5 см и 10 см — диаметры первого и второго электродов соответственно.

Определим энергию α -частиц E_α .

$$R = 0,32E^{3/2} \Rightarrow E_3 = 4,68 \pm 0,63 \text{ см}$$

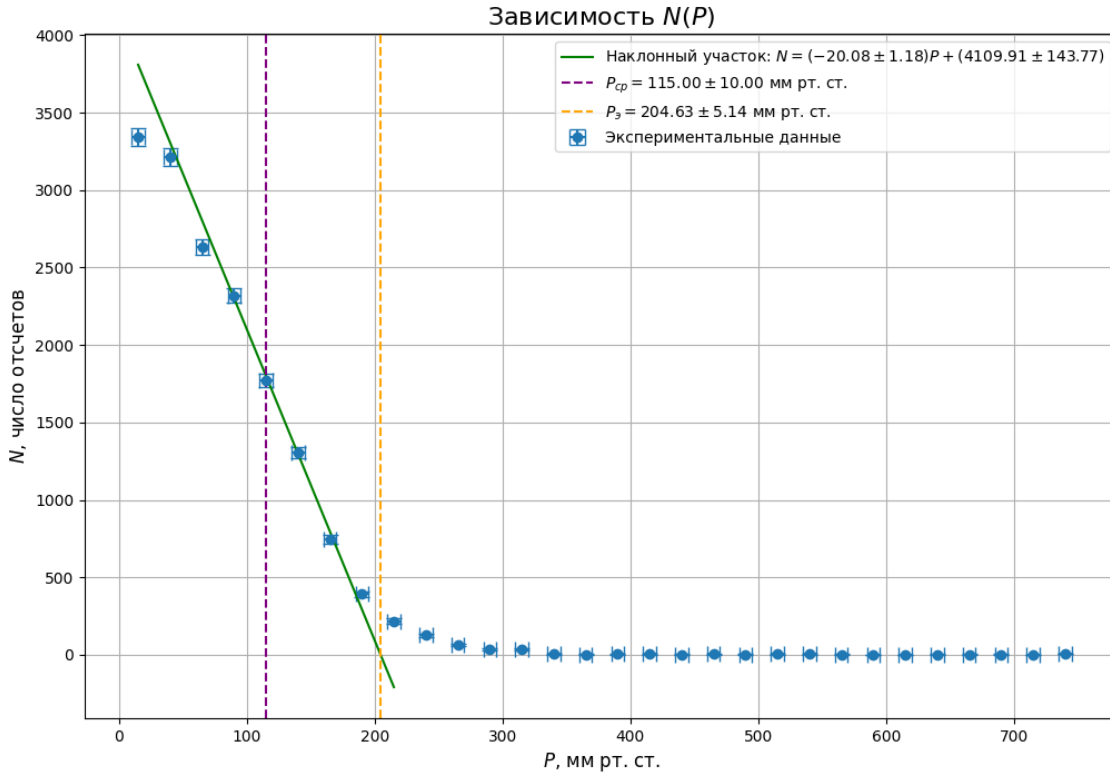


Рис. 6: Зависимость числа частиц в зависимости от давления.

Построим график и определим средний и экстраполированный пробег α -частиц в воздухе при условиях опыта. Приведем найденное значение к нормальному давлению и температуре — $P = 760 \text{ Торр}$, $T = 288 \text{ K}$. Выразим его в см и г/см^2 .

$P_{\text{ср}} = 115 \pm 10 \text{ Торр}$ и $P_{\text{э}} = 204 \pm 5 \text{ Торр}$ будем считать так же как и в предыдущем пункте.

Так как α -частицы не могут достигнуть люминофора при обычном давлении, то свободный пробег будет равен расстоянию между препаратом и люминофором — 9 см. Следовательно, мы можем пересчитать средний и экстраполированные свободные пробеги частиц к давлению 760 Торр и температуре 15° :

$$R = \frac{288 \text{ K}}{T} \cdot \frac{P}{760 \text{ Торр}} \cdot 9 \text{ см.}$$

$$R_{\text{ср}} = 1,37 \pm 0,12 \text{ см} \quad R_{\text{э}} = 2,44 \pm 0,06 \text{ см}$$

Определим энергию α -частиц.

$$R = 0,32E^{3/2} \Rightarrow E_{\text{ср}} = 3,88 \pm 0,06 \text{ МэВ}, \quad E_{\text{э}} = 2,64 \pm 0,15 \text{ МэВ}$$

Определим толщину слюдяной пластинки как разность между длинами экстраполированного пробега в Счетчике Гейгера и Сцинтилляционном счетчике:

$$d_{\text{пластинки}} = 58 \pm 12 \text{ мм.}$$

Вывод

Таким образом, в ходе работы были получены следующие результаты:

- измерены экстраполированный и средний пробеги α -частиц тремя различными способами:

1. Счетчик Гейгера:

$$R_{\text{э}} = 1,86 \pm 0,07 \text{ см} \quad R_{\text{ср}} = 1,73 \pm 0,01 \text{ см}$$

2. Сцинтилляционный счетчик:

$$R_{\text{ср}} = 1,37 \pm 0,12 \text{ см} \quad R_{\text{э}} = 2,44 \pm 0,06 \text{ см}$$

3. Ионизационная камера:

$$R_{\text{э}} = 3,25 \pm 0,08 \text{ см}$$

- Определена энергия α -частицы тремя различными способами:

1. Счетчик Гейгера:

$$E_{\text{э}} = 3,23 \pm 0,77 \text{ МэВ}, \quad E_{\text{ср}} = 3,07 \pm 0,15 \text{ МэВ}$$

2. Сцинтилляционный счетчик:

$$E_{\text{э}} = 3,88 \pm 0,06 \text{ МэВ}, \quad E_{\text{ср}} = 2,64 \pm 0,15 \text{ МэВ}$$

3. Ионизационная камера:

$$E_{\text{э}} = 4,68 \pm 0,63 \text{ см}$$

- Определена толщина слюдяной пластинки: $d_{\text{пластинки}} = 58 \pm 12 \text{ мм}$.
- Результаты вычислений энергий для экстраполированных и средних пробегов привели к заниженным значениям. Это обусловлено следующим набором причин:
 1. Пучки частиц обладают конечными размерами, что приводит к угловой расходимости.
 2. Источник частиц покрыт слюдяной пленкой, что приводит к замедлению α -частиц.