Лабораторная работа №2

Радиоактивность, альфа-распад, взаимодействие альфа-частиц с веществом

Целью лабораторной работы является изучение α-радиоактивности, механизма образования α-частиц и их взаимодействия с веществом. Для этого

- *измеряются энергетические спектры α-частиц от нескольких α-источников,*
- *измеряются потери энергии α-частиц в воздухе.*

1. Введение

α-распад — распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием α-частиц (ядер ^{4}He).

Часть изотопов могут самопроизвольно испускать α-частицы (испытывать α-распад), т. е. являются α-радиоактивными. Подавляющее большинство α-радиоактивных изотопов (более 200) расположено в периодической системе в области тяжелых ядер ($Z > 83$)[1]. Это обусловлено тем, что α-распад связан с кулоновским отталкиванием, которое растет по мере увеличения размеров ядер быстрее (как Z^2), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом массового числа A.

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

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

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

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

[1]Известно также около 20 α-радиоактивных изотопов среди редкоземельных элементов, кроме того, α-радиоактивность характерна для ядер, находящихся вблизи границы протонной стабильности.

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

$$Q = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_\alpha)c^2 + E_i^{\text{воз}} + E_f^{\text{воз}}, \tag{3}$$

где $E_i^{\text{воз}}$ и $E_f^{\text{воз}}$ — энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно. α-частицы, возникающие в результате распада возбужденных состояний ядер, получили название длиннопробежных. Для большинства ядер с $A > 190$ и для многих ядер с $150 < A < 190$ условие (1) выполняется. Однако, далеко не все они считаются α-радиоактивными. Дело в том, что современные экспериментальные возможности не позволяют обнаружить α-радиоактивность для нуклидов с периодом полураспада большим, чем 10^{16} лет. Кроме того, часть «потенциально» α-радиоактивных ядер испытывают также β-распад, который конкурирует с α-распадом.

Основную часть энергии α-распада (около 98%) уносят α-частицы. Используя законы сохранения энергии и импульса, для кинетической энергии α-частицы T_α можно получить соотношение

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

Периоды полураспада известных α-радиоактивных нуклидов варьируются от 0.298 мкс для ^{212}Po до (2–5)$\cdot 10^{15}$ лет для ^{142}Ce, ^{144}Ne, ^{174}Hf. Энергия α-частиц, испускаемых тяжелыми ядрами из основных состояний, составляет 4–9 МэВ, ядрами редкоземельных элементов — 2–4.5 МэВ.

Важным свойством α-распада является то, что при небольшом изменении энергии α-частиц периоды полураспада изменяются на много порядков. Так у ^{232}Th $Q_\alpha = 4.08$ МэВ, $T_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$ лет, а у ^{218}Th $Q_\alpha = 9.85$ МэВ, $T_{1/2} = 10$ мкс. Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение периода полураспада на 24 порядка.

2. Описание установки

Блок-схема установки, на которой выполняется работа показана на рис. 1. Установка состоит из камеры с тремя α-источниками, детектора и регистрирующей электронной аппаратуры. Источники расположены на вращающемся диске, который имеет три фиксированных положения поворота и может перемещаться в камере относительно детектора.

В режиме измерения крышка камеры должна быть закрыта, чтобы на детектор не попадал свет. Электронная регистрирующая аппаратура состоит из зарядочувствительного предусилителя, усилителя. Импульсы с усилителя поступают в аналого-цифровой преобразователь (АЦП), который служит интерфейсом ЭВМ.

Зарядочувствительный предусилитель служит для преобразования информации о заряде, образовавшемся в чувствительной области детектора в амплитуду импульса.

Усилитель усиливает и формирует сигналы для улучшения соотношения сигнал–шум.

Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) служит для измерения амплитуд импульсов, т.е. для перевода аналоговой информации в цифровую. Он генерирует число линейно зависимое от амплитуды входного сигнала. Событие, обработанное АЦП фиксируется в соответствующей определенному диапазону амплитуд ячейке памяти (канале). Каналы

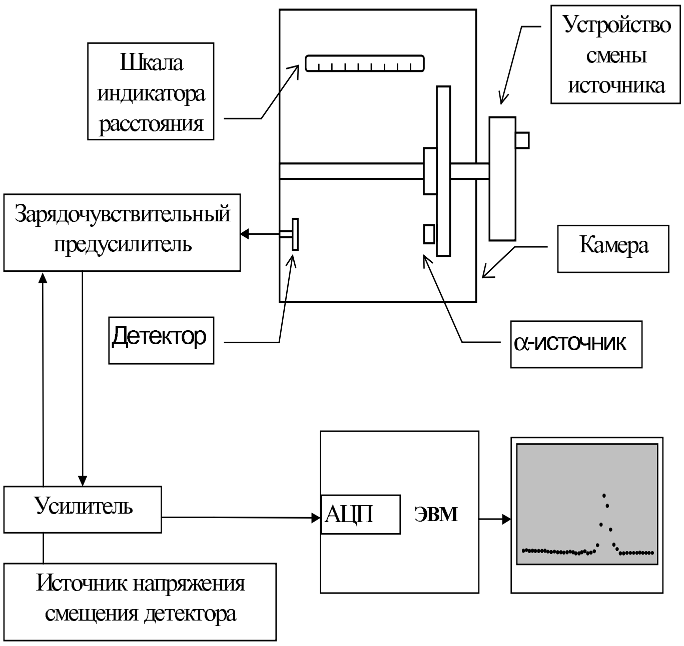

Рис. 1: Блок-схема установки.

последовательно нумеруются так, что большим амплитудам соответствуют большие номера каналов. По мере набора статистики в памяти ЭВМ формируется распределение номер канала — количество событий, которое после проведения измерений можно наблюдать на мониторе или распечатать.

Источник напряжения смещения детектора служит для создания электрического поля, под воздействием которого собираются заряды, образовавшиеся в детекторе при ионизации производимой в чувствительном слое регистрируемой частицей.

3. Порядок выполнения работы

Упражнение 1. *Измерение энергетических спектров α-частиц источников. Идентификация изотопов по энергии α-частиц.*

Измерения энергетических спектров альфа-частиц проводятся при минимальном расстоянии между детектором и источником α-частиц. Измеренные амплитудные спектры необходимо преобразовать в энергетические. Для этого нужно провести энергетическую градуировку спектрометра, т. е. поставить в соответствие энергии альфа-частиц номер канала. Положение пика можно характеризовать номером канала n с максимальной статистикой $N_{\max}$, либо $n_{\text{ср}}$ которое определяется формулой

$$n_{\text{ср}} = \frac{\sum\limits_i n_i N_i}{\sum\limits_i N_i}, \tag{5}$$

где n_i — номер i-го канала, N_i — количество, зарегистрированных в этом канале событии. Суммирование проводится по каналам пика для которых $N_i > N_{\max}/2$.

Для градуировки спектрометра вначале измеряется спектр α-частиц, испускаемых источником ^{226}Ra, который содержит этот изотоп с продуктами его распада. В спектре этого источника наблюдается пять групп α-частиц с энергиями 4.782, 5.305, 5.490, 6.002 и

7.687 МэВ. Затем измеряются спектры двух других источников, для которых необходимо определить энергии α-частиц. Постройте спектры α-частиц. Рекомендованная форма графического представления результатов показана на рис. 2.

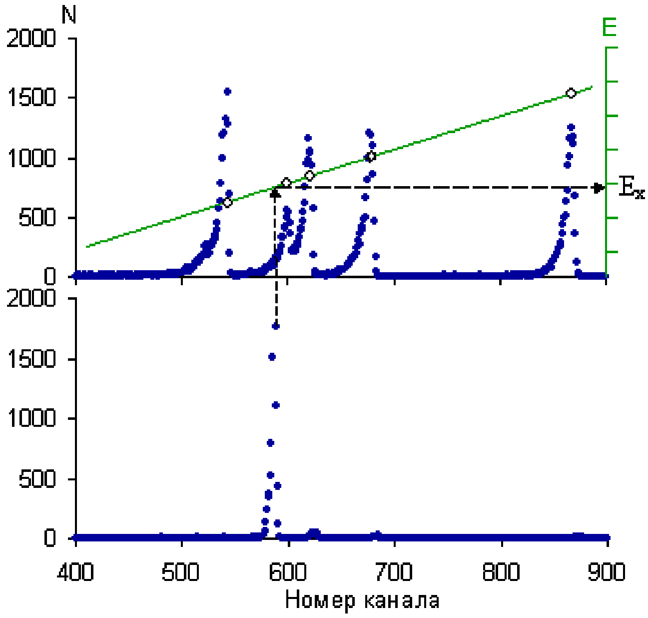

Рис. 2: На верхней части рисунка показан спектр альфа-частиц ^{226}Ra и продуктов его распада, на нижней — альфа-спектр неизвестного источника

На спектре видны пики альфа-распадов, имеющие форму близкую к гауссовой. Интенсивности альфа-переходов пропорциональны площадям соответствующих пиков. Собственная ширина альфа-линии Г, имеющее распределение Брейта–Вигнера, мала ($\Gamma \ll$ 1 эВ) и определяется принципом неопределенности. Таким образом альфа-частицы, соответствующие конкретному переходу имеют практически одинаковые энергии. Однако, пролетая в веществе (в данном случае основной вклад вносит воздушный промежуток между источником и детектором), из-за энергетического страгглинга их энергетическое распределение размывается и становится близким к гауссовскому распределению. Вклад в уширение пиков вносят также шумы детектора и электронной аппаратуры. Некоторая асимметрия экспериментальных распределений — затянутая низкоэнергетическая часть — связана с тем, что из-за конечного телесного угла коллиматоре (рис. 3) часть альфа-частиц попадают в детектор под углом к линии кратчайшего расстояния между источником и детектором, проходят больший путь и, следовательно, теряют большую энергию. Кроме того, альфа-частицы могут потерять часть своей энергии на краях коллиматора.

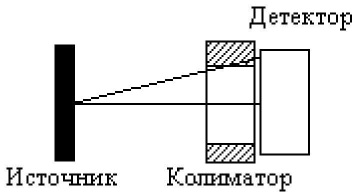

Рис. 3: Геометрия источника, коллиматора и детектора.

Идентифицируйте пики на альфа-спектре источника ^{226}Ra. Найдите соответствие между номерами канала и энергиями α-частиц и постройте график зависимости энергии от номера канала (градуировочная кривая). С помощью градуировочной кривой, определите энергии неизвестных источников, а по этим энергиям, используя данные табл. 1, идентифицируйте соответствующие изотопы. По нескольким пикам определите разрешение установки (полная ширина на половине высоты пика). Разрешение необходимо указать в энергетических единицах.

Упражнение 2. *Определение времени изготовления источника* ^{226}Ra.

Схема распада ^{226}Ra и его продуктов показана на рис. 4. В спектре альфа-частиц свежеприготовленного препарата ^{226}Ra будет наблюдаться только альфа-пик распада радия с энергией 4.869 МэВ. По прошествии некоторого времени источник будет содержать наряду с ^{226}Ra продукты его распада. Для того, чтобы оценить время изготовления источника необходимо прояснить следующие вопросы.

- Сможете ли Вы обнаружить изменение интенсивности распада ^{226}Ra?
- ^{226}Ra распадается в ^{222}Rn. Количество радона увеличивается, но он одновременно и распадается в ^{218}Po. Какое уравнение можно написать для интенсивности линии радона?
- Какое приближение при этом можно использовать?
- Как будут соотносится интенсивности ^{226}Ra и ^{222}Rn через время равное периоду полураспада ^{222}Rn?
- Какая максимальная интенсивность ^{222}Rn может быть достигнута?
- Когда это произойдет?
- Что можно сказать о динамике интенсивностей распада ^{218}Po и ^{214}Po?
- Когда интенсивности этих линий достигнут максимума?
- Как будет меняться их интенсивность после достижения максимума?
- Какое уравнение можно записать для интенсивности альфа-пика ^{210}Po?
- Все ли продукты распада ^{226}Ra находятся в вековом равновесии?

Исходя из результатов анализа оцените время изготовления источника.

Упражнение 3. *Определение зависимости пробега α-частиц в воздухе от их энергии.*

Установить источник ^{226}Ra. Приблизить α-источник к детектору на минимальное расстояние, которое соответствует "0" на шкале индикатора расстояния[2]. Начиная с этого положения необходимо измерить зависимость интенсивности α-линий от расстояния. Статистическая погрешность измерений не должна превышать 3%.

Результаты представить в виде графика зависимости интенсивностей α-линий от расстояния между детектором и α-источником. Определить пробеги в воздухе для каждой группы α-частиц R_α. Построить зависимость пробега α-частиц от их энергии. Определить коэффициент k в выражении

$$R_\alpha(\text{см}) = kE_\alpha^{3/2}(\text{МэВ}). \tag{6}$$

[2]Нужно иметь в виду, что "0" соответствует определенному расстоянию между источником и детектором.

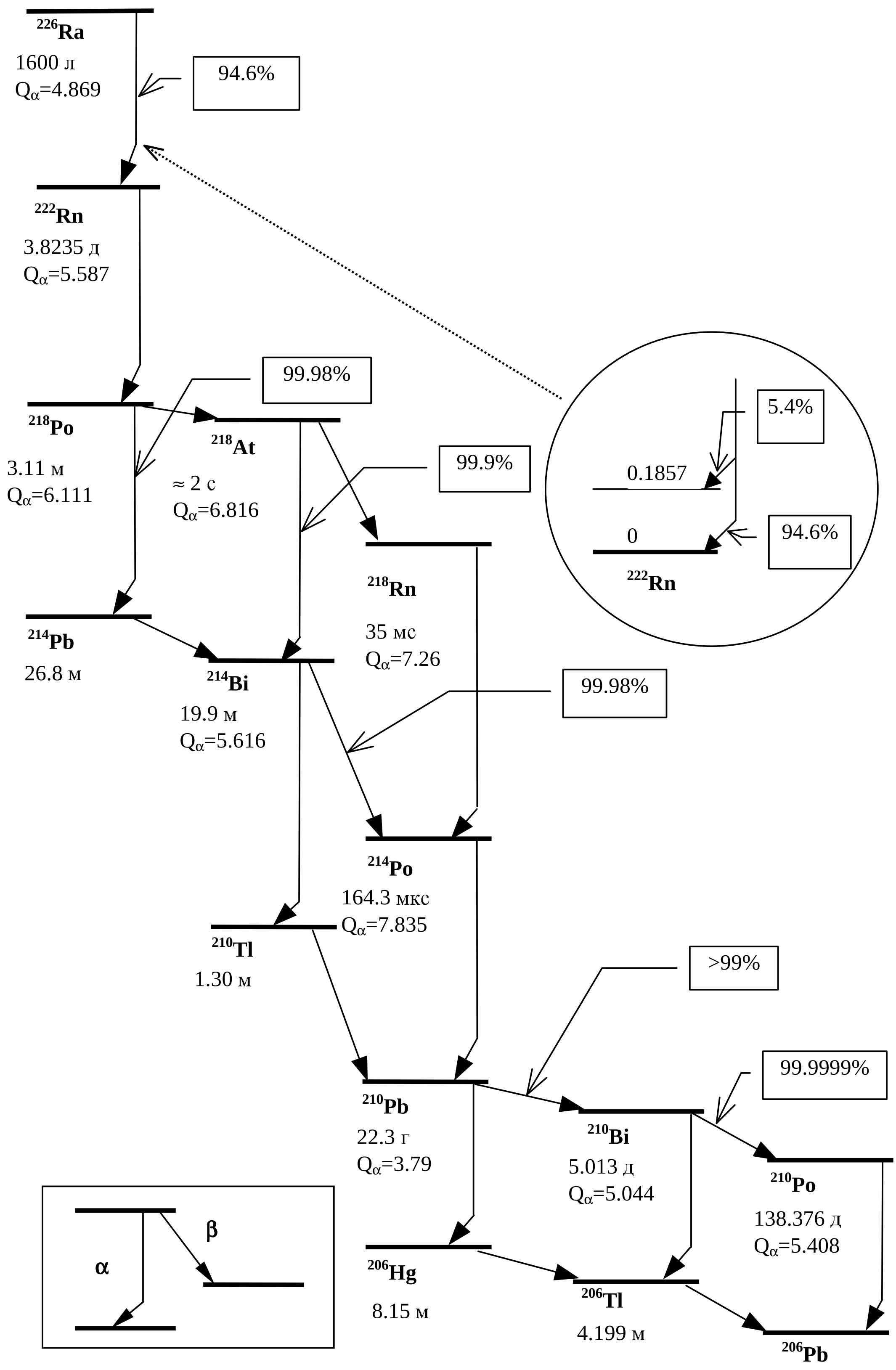

Рис. 4: Упрощенная цепочка распада радиоактивного ряда ($A = 4n + 2$), начиная с ^{226}Ra. Энергии α-распада Q_α даны в МэВ. На рисунке приведены также периоды полураспада образующихся радиоактивных изотопов и вероятности основных каналов распада.

Оценить точность его определения и сравните полученный результат с эмпирической формулой. Построить зависимость полной ширины пиков на половине высоты от толщины воздушного слоя между α-источником и детектором.

При сдаче необходимо представить:

1. Графики измеренных спектров с нанесенными на них статистическими погрешностями.
2. Градуировочную кривую.
3. Энергии α-линий и соотнесение их к конкретным изотопам, которые их испускают.
4. Оценку энергетического разрешения установки.
5. Оценку времени изготовления источника ^{226}Ra.
6. График зависимости интенсивностей пиков α-частиц от толщины слоя воздуха между α-источником и детектором.
7. Результаты определения коэффициента k в эмпирической зависимости (6).
8. График зависимости полной ширины пика на половине высоты от толщины воздушного слоя α-источником и детектором.

4. α-распад

Для четно-четных изотопов элемента зависимость периода полураспада от энергии α-распада хорошо описывается эмпирическим законом Гейгера–Неттола

$$\lg T_{1/2} = A + B/(Q_\alpha)^{1/2}, \tag{7}$$

где A и B — константы, слабо зависящие от Z. С учетом заряда дочернего ядра Z связь между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией α-распада Q_α может быть представлено в виде (B.A. Brown, Phys. Rev. C46, 811 (1992))

$$\lg T_{1/2} = 9.54\frac{Z^{0.6}}{\sqrt{Q_\alpha}} - 51.37, \tag{8}$$

где $T_{1/2}$ в сек, Q_α в МэВ. На рис. 5 показаны экспериментальные значения периодов полураспада для 119 α-радиоактивных четно-четных ядер (Z от 74 до 106) и их описание с помощью соотношения (8).

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 α-распада, в частности, сильную зависимость вероятности α-распада от энергии α-частиц удалось в 1928 г. объяснить Г. Гамову. Он показал, что вероятность α-распада в основном определяется вероятностью прохождения α-частицы сквозь потенциальный барьер.

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

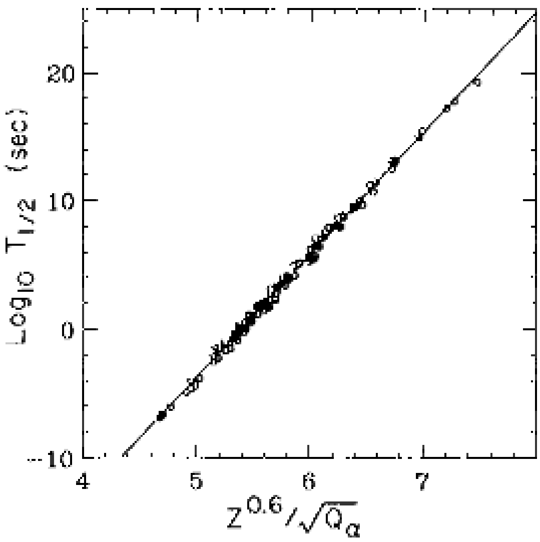

Рис. 5: Экспериментальные периоды полураспада и их описание с помощью соотношения (8).

Вероятность α-распада λ равна произведению вероятности найти α-частицу на границе ядра f на вероятность ее прохождения сквозь потенциальный барьер D (прозрачность барьера)

$$\lambda = fD = \ln 2/T_{1/2}. \tag{9}$$

Величину f можно отожествить с числом соударений в единицу времени, которые испытывает α-частица о внутренние границы барьера. Тогда

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[\frac{2(T_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2}\right]^{1/2}, \tag{10}$$

где v — скорость α-частицы внутри ядра, μ_α — приведенная масса α-частицы, V_0 — глубина ядерного потенциала,

$$\mu_\alpha = \frac{m_\alpha M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)}, \tag{11}$$

T_α — энергия α-частицы — определяется соотношением (4). Подставив в выражение (9) $V_0 = 35$ МэВ, $T_\alpha = 5$ МэВ, получим для ядер с $A \cong 200$, $f \cong 10^{21}$ с$^{-1}$.

На рис. 6 показана зависимость потенциальной энергии взаимодействия между α-частицей и конечным 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

$$B_k = \frac{zZe^2}{R} \cong \frac{zZe^2}{r_0 A^{1/3}} \cong \frac{2Z}{A^{1/3}} \text{ МэВ}. \tag{12}$$

Здесь Z и z — заряды (в единицах заряда электрона e) остаточного ядра и α-частицы соответственно, $r_0 \approx 1.3$ Фм. Например, для ^{238}U $B_k \cong 30$ МэВ.

Можно выделить три области.

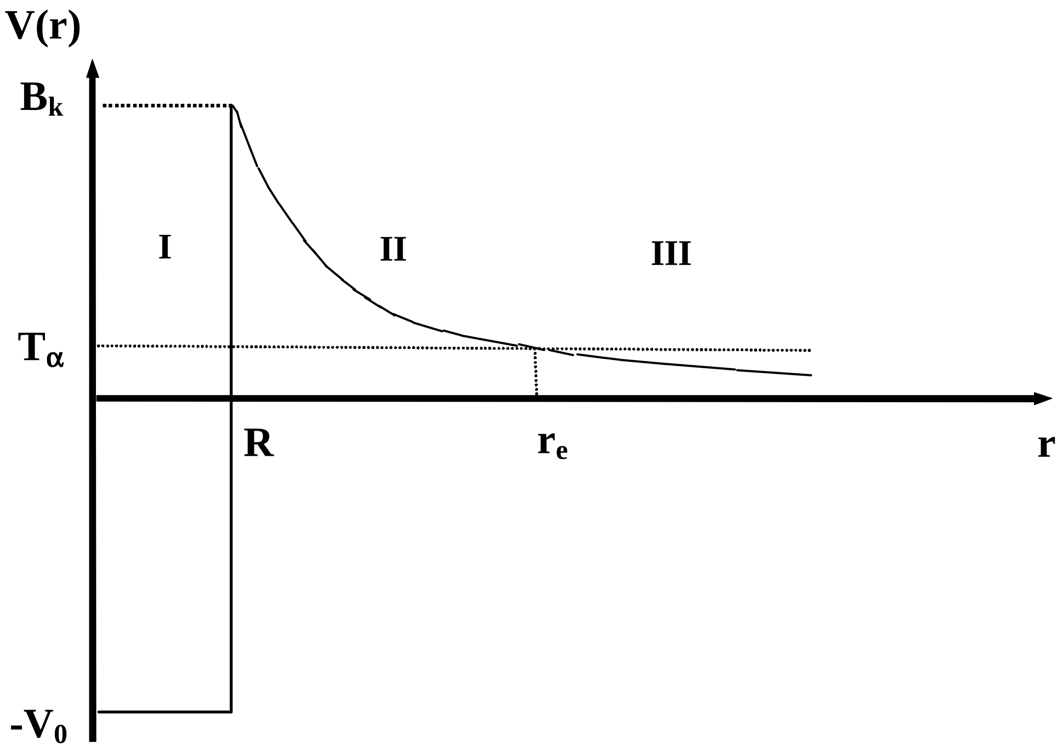

Рис. 6: Зависимость потенциальной энергии взаимодействия между α-частицей и конечным ядром от расстояния между их центрами

1. $r < R$ — сферическая потенциальная яма глубиной V_0. В классической механике α-частица с кинетической энергией $T_\alpha + V_0$ может двигаться в этой области, но не способна ее покинуть. В этой области существенно сильное взаимодействие между α-частицей и остаточным ядром.

2. $R < r < r_e$ — область потенциального барьера, в которой потенциальная энергия больше энергии α-частицы, т.е. это область, запрещенная для классической частицы.

3. $r > r_e$ — область вне потенциального барьера.

В квантовой механике возможно прохождение α-частицы сквозь барьер (туннелирование)[3]. Вероятность прохождения частицы сквозь барьер D (коэффициент прозрачности барьера) определяется соотношением

$$D = \exp\left[-2\sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}}\int\limits_R^{r_e}\left(V(r) - Q_\alpha\right)^{1/2} dr\right]. \tag{13}$$

Рассчитанные по формулам (9), (10) и (13) периоды полураспада правильно передают важнейшую закономерность α-распада — сильную зависимость периода полураспада $T_{1/2}$

[3]Аналогично влияние кулоновского барьера и в случае ядерной реакции, когда α-частица 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 подбарьерных реакций очень мала.

от энергии α-частиц T_α (энергии α-распада Q_α)[4]. 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?

1. Приведенные выше формулы описывают эмиссию α-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 потенциалу $V_k(r)$ добавляется центробежный потенциал $V_ц(r)$:

$$V(r) = V_k(r) + V_ц(r), \tag{14}$$

$$V_ц(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_\alpha r^2}. \tag{15}$$

   Хотя высота центробежного барьера для тяжелых ядер при $l = 8$ составляет всего около 10% от высоты кулоновского барьера, и центробежный потенциал спадает быстрее, чем кулоновский, эффект вполне ощутим и для больших l может приводить к подавлению α-распада более, чем на 2 порядка.

2. Результаты расчетов прозрачности барьера чувствительны к средним радиусам ядер R. Так, изменение R всего на 4% приводит к изменению периода полураспада $T_{1/2}$ в 5 раз. Ядра с $A \geq 230$, как правило, сильно деформированы, что приводит к тому, что α-частицы преимущественно вылетают вдоль большой оси эллипсоида, а средняя вероятность вылета отличается от таковой для сферического ядра. Сильную зависимость периода полураспада от радиуса ядра можно использовать, определяя радиусы ядер по экспериментальным значениям периодов полураспада.

3. В рассматриваемой модели никак не учитывалась структура состояний начального и конечного ядер и тесно связанная с этим проблема образования α-частицы в ядре, вероятность которой 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 эффектов модификации предэкспоненциального множителя f, могут приводить к изменению расчетных значений приблизительно на два порядка.

[4]Для грубой оценки зависимости периодов полураспада от энергии α-распада заменим кулоновский потенциал на прямоугольный. Его высоту, отсчитываемую от энергии $Q_\alpha \approx E_\alpha$ положим равной $(B_k - Q_\alpha)/2$, а ширину — равной $(r_e - R)/2$. Прозрачность барьера тогда можно записать в виде

$$D \approx \exp\left(-\frac{\sqrt{m_\alpha c^2 (B_k - Q_\alpha)}}{\hbar c}(r_e - R)\right).$$

Для $Z \approx 90$ $R \approx 7.6$ Фм, $B_k = 34$ МэВ, $f = 3 \cdot 10^{21}$ с$^{-1}$ (см. (10)), тогда для $Q_\alpha = 6$ МэВ получим $r_e \approx 43$ Фм, постоянную распада $\lambda \approx 10^{-4}$ с$^{-1}$ ($T_{1/2} \approx 10^4$ с); для $Q_\alpha = 5$ МэВ $\lambda \approx 10^{-11}$ с$^{-1}$ ($T_{1/2} \approx 10^3$ лет); для $Q_\alpha = 4.3$ МэВ $T_{1/2} \approx 10^9$ лет.

Таблица 1

Характеристики некоторых α-активных ядер

Ядро	Энергия α-частиц, МэВ	Доля данной ветви распада	Период полураспада
^{238}U	4.15	23%	$4.468 \cdot 10^9$ л
^{238}U	4.2	77%	$4.468 \cdot 10^9$ л
^{226}Ra	4.6	5.4%	1600 л
^{226}Ra	4.78	94.6%	1600 л
^{233}U	4.78	14.6%	$1.592 \cdot 10^5$ л
^{233}U	4.82	83%	$1.592 \cdot 10^5$ л
^{239}Pu	5.1	73%	24119 л
^{239}Pu	5.14	15.1%	24119 л
^{239}Pu	5.16	11.5%	24119 л
^{210}Po	5.3	$\sim$ 100%	138.376 д
^{241}Am	5.39	1.33%	432.2 л
^{241}Am	5.45	12.7%	432.2 л
^{238}Pu	5.46	28%	87.74 л
^{241}Am	5.49	86%	432.2 л
^{238}Pu	5.5	72%	87.74 л
^{218}Po	6.0	$>$ 99%	3.11 м
^{222}Rn	6.56	$>$ 99%	3.8235 д
^{214}Po	7.62	$>$ 99%	164.3 мкс

В таблице 1 показаны энергии наиболее интенсивных α-переходов (см. для примера рис. 7).

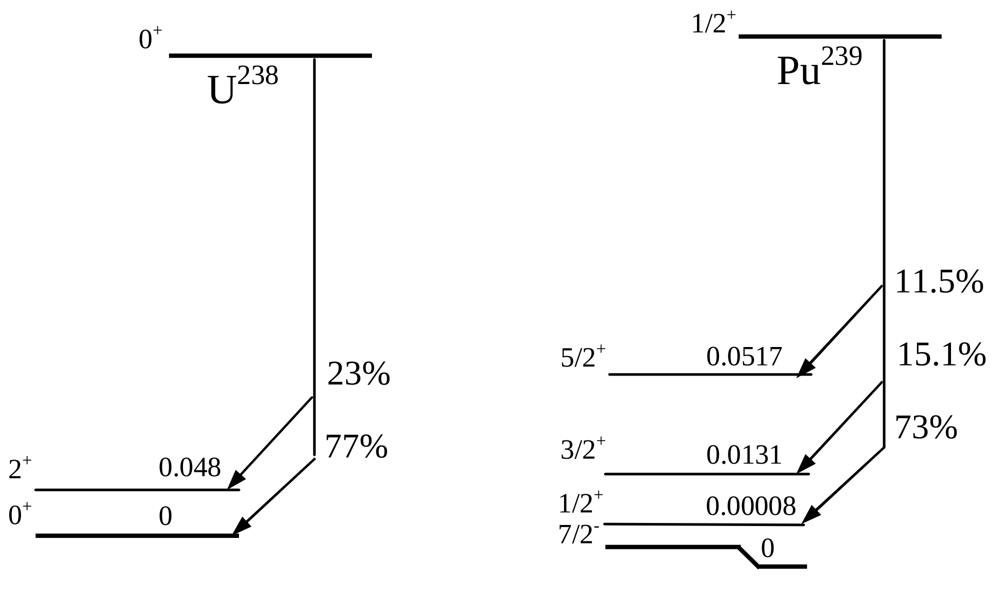

Рис. 7: Схемы α-распада изотопов ^{238}U, ^{239}Pu.

5. Радиоактивные семейства

В естественных условиях на Земле существует около 40 α-радиоактивных изотопа, которые объединены в три радиоактивных ряда (см. рис. 8–11), которые начинаются с ^{236}U ($A = 4n$), ^{238}U ($A = 4n + 2$), ^{235}U ($A = 4n + 3$). К ним можно отнести с некоторой долей условности, так как изотопы этого ряда успели распасться за время существования Земли, четвертый ряд, который начинается с ^{237}Np ($A = 4n + 1$). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеством протонов и нейтронов ($Z = 82$, $N = 126$) соответственно ^{208}Pb, ^{206}Pb, ^{207}Pb, ^{209}Bi. α-распады перемежаются β-распадами, так как при α-распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии β-стабильности, т. е. перегружены нейтронами.

На рис. 4 показана часть цепочки распадов радиоактивного ряда ($A = 4n+2$), начиная от ^{226}Ra и кончая стабильным ядром ^{206}Pb. На рисунке приведены энергии α-распадов Q_α, периоды полураспада $T_{1/2}$ и вероятности основных мод распада.

6. Закон радиоактивного распада

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Радиоактивный распад — статистический процесс. Конкретное радиоактивное ядро может распасться в любой момент, и закономерности процесса наблюдаются только в среднем в случае распада достаточно большого количества ядер.

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

$$dN = -\lambda N(t)dt. \tag{16}$$

Интегрируя (16), получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{17}$$

где N_0 — количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.

Постоянная распада λ — вероятность распада ядра в единицу времени.

Период полураспада $T_{1/2}$ — время, в течение которого первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}. \tag{18}$$

Среднее время жизни τ

$$\tau = \frac{\int\limits_0^\infty t\left|\frac{dN}{dt}\right|dt}{\int\limits_0^\infty \left|\frac{dN}{dt}\right|dt} = \frac{1}{\lambda}. \tag{19}$$

Активность A **образца** — среднее количество ядер образца, распадающихся в единицу времени

$$A(t) = \lambda N(t). \tag{20}$$

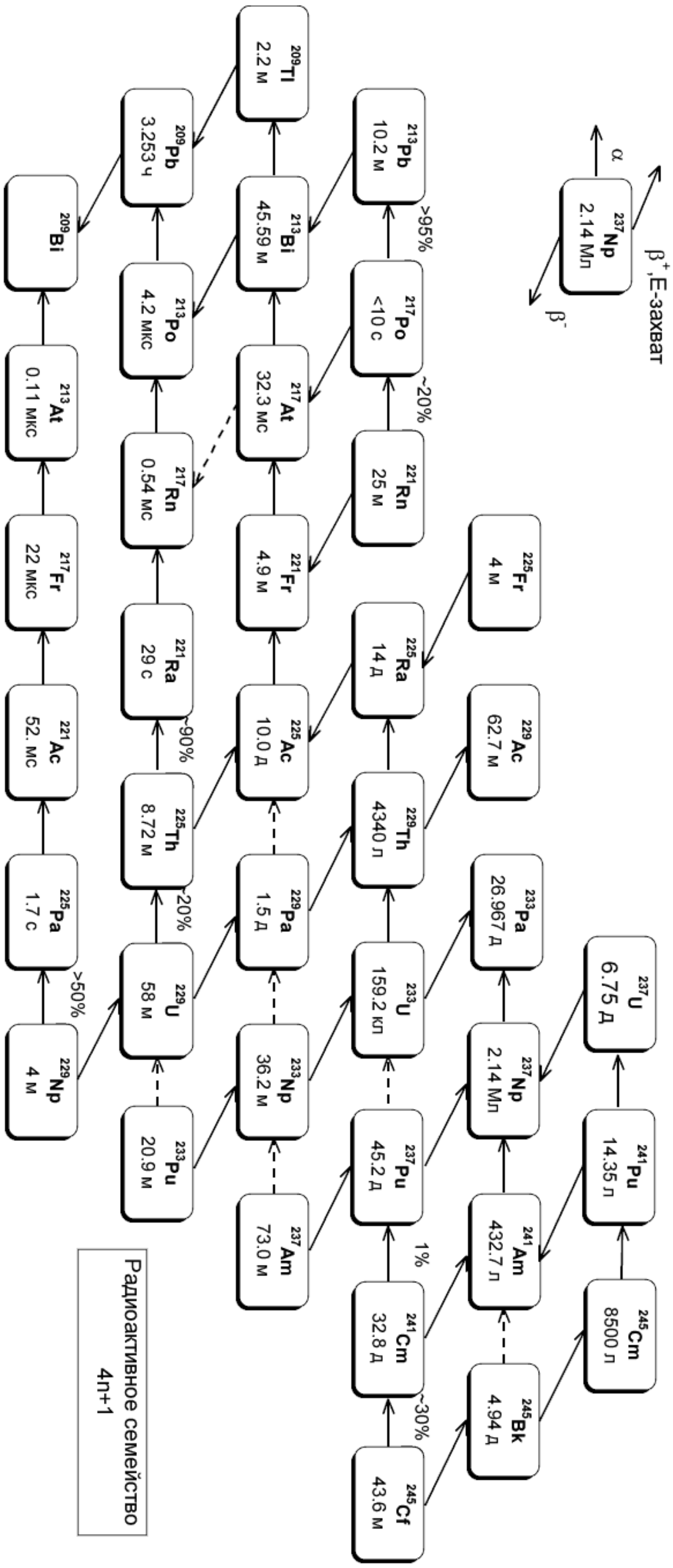

Рис. 8: Радиоактивное семейство ($A = 4n + 1$). Если доля распада по данному каналу меньше 1%, то он обозначен штриховой линией. Если доля альфа-распада больше 1% и меньше 99%, то она указана над соответствующей линией.

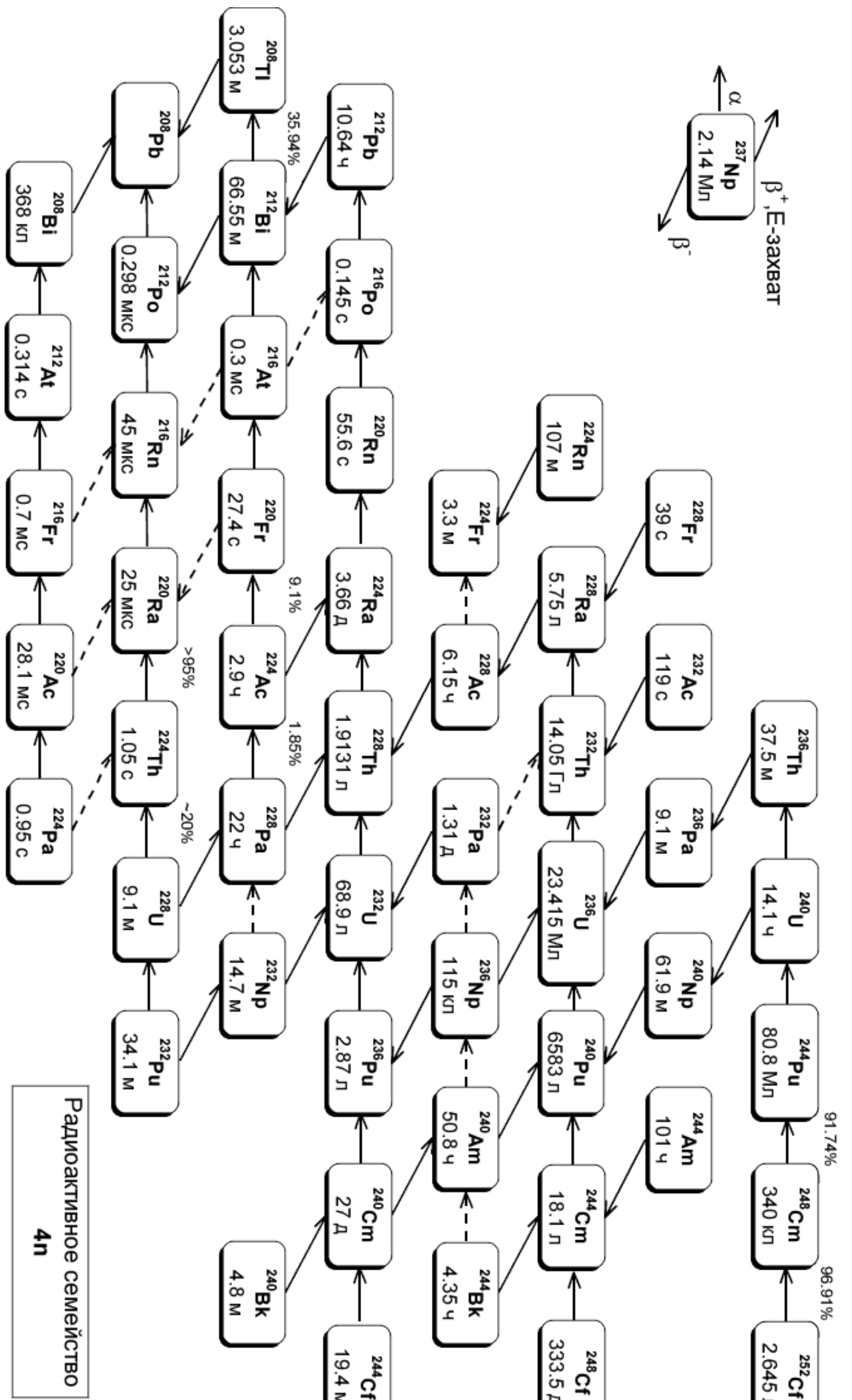

Рис. 9: Радиоактивное семейство ($A = 4n$). Если доля распада по данному каналу меньше 1%, то он обозначен штриховой линией. Если доля альфа-распада больше 1% и меньше 99%, то она указана над соответствующей линией.

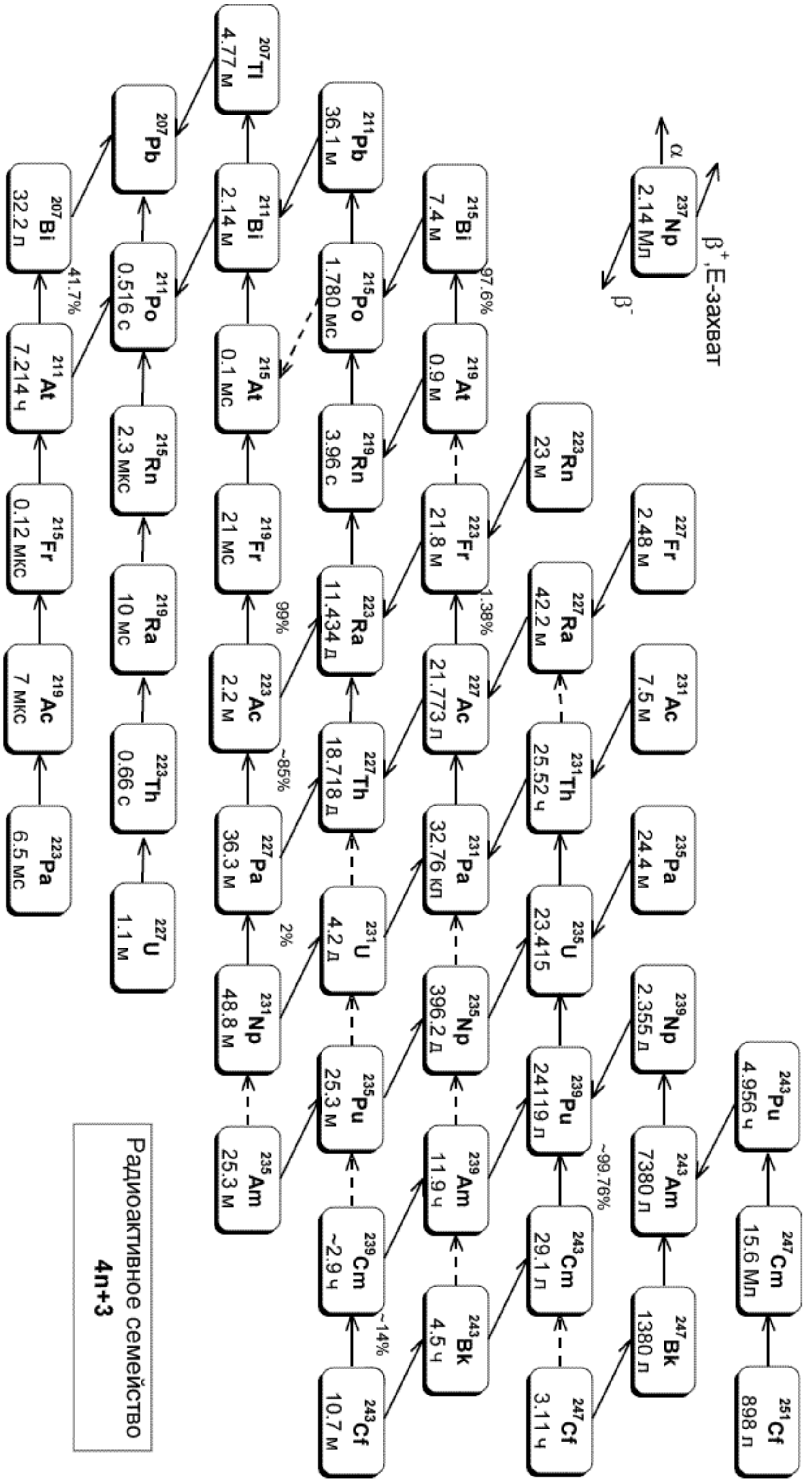

Рис. 10: Радиоактивное семейство ($A = 4n + 3$). Если доля распада по данному каналу меньше 1%, то он обозначен штриховой линией. Если доля альфа-распада больше 1% и меньше 99%, то она указана над соответствующей линией.

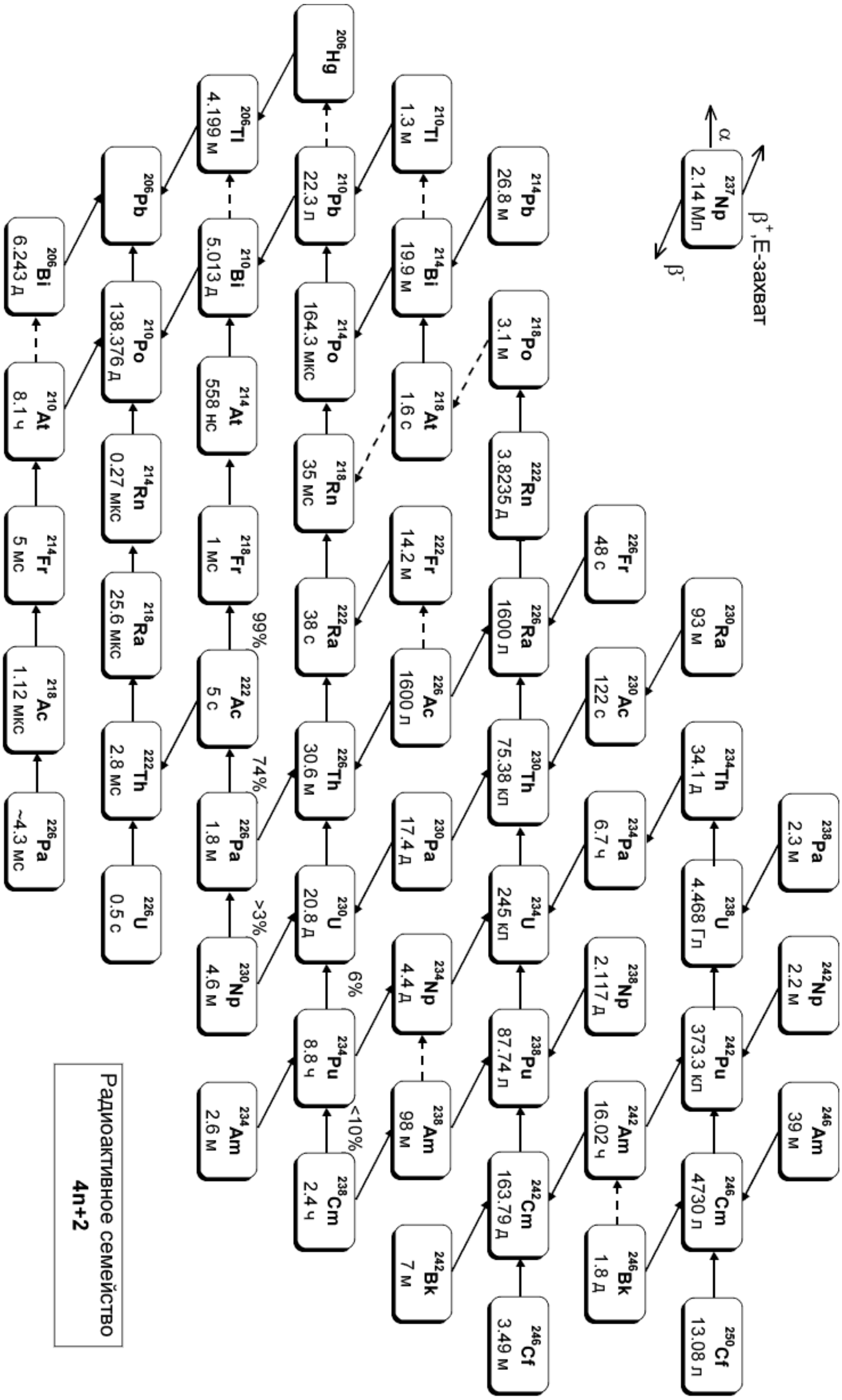

Рис. 11: Радиоактивное семейство ($A = 4n + 2$). Если доля распада по данному каналу меньше 1%, то он обозначен штриховой линией. Если доля альфа-распада больше 1% и меньше 99%, то она указана над соответствующей линией.

Измеряя активность, можно определить постоянную распада λ. Для изотопов с малыми постоянными распада и соответственно большими периодами полураспада используется соотношение (20). В этом случае количество ядер N во время измерения практически не изменяется и может быть определено методами масс-спектрометрии. Для изотопов с малыми периодами полураспада используется соотношение (17).

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

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t), \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t), \end{aligned} \tag{21}$$

где $N_1(t)$ и $N_2(t)$ — количества ядер, а λ_1 и λ_2 — постоянные распада ядер 1 и 2 соответственно. Решением системы (21) с начальными условиями $N_1(0) = N_{10}$, $N_2(0) = 0$ будет

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \\ N_2(t) &= \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \end{aligned} \tag{22}$$

Если $\lambda_2 \gg \lambda_1$ ($T^{(1)}_{1/2} \gg T^{(2)}_{1/2}$), то в начальный период времени $e^{-\lambda_1 t} \cong 1$, то активности $A_1(t)$ и $A_2(t)$ первого и второго изотопов описываются соотношениями

$$\begin{aligned} A_1(t) &= N_{10}\lambda_1, \\ A_2(t) &= N_{10}\lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t}), \end{aligned} \tag{23}$$

т.е. активность второго изотопа будет стремиться к активности первого и по прошествии времени $t > 5T^{(2)}_{1/2}$ практически сравняется с ней. В дальнейшем активности как первого, так и второго изотопов будут меняться во времени одинаково.

$$A_1(t) = N_{10}(t)\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} = N_1(t)\lambda_1 = A_2(t) = N_2(t)\lambda_2. \tag{24}$$

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

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T^{(1)}_{1/2}}{T^{(2)}_{1/2}}. \tag{25}$$

Можно обобщить этот результат для большего числа последовательных распадов, когда $T^{(1)}_{1/2} \gg T^{(2)}_{1/2}$.

$$N_1 : N_2 : N_3 : \cdots = T^{(1)}_{1/2} : T^{(2)}_{1/2} : T^{(3)}_{1/2} : \cdots \tag{26}$$

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

7. Взаимодействие α-частиц с веществом

При прохождении через вещество тяжелая заряженная частица теряет кинетическую энергию на ионизацию и возбуждение атомов вещества. Эти потери и определяют пробег частицы. Вероятность ионизации атомов среды при энергиях в несколько МэВ примерно в 10^3 раз больше вероятности ядерного взаимодействия. Величина ионизационных потерь, обусловленных кулоновским взаимодействием пролетающей частицы заряда z с электронами вещества, определяется главным образом ее зарядом, скоростью v и плотностью электронов в веществе n_e. В нерелятивистском случае удельные ионизационные потери тяжелой заряженной частицы массы $M \gg m_e$, (m_e — масса электрона), определяются зависимостью

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \propto \frac{z^2 n_e}{v^2}. \tag{27}$$

Поэтому с уменьшением скорости удельные потери заряженной частицы в веществе возрастают.

В одном акте ионизации в воздухе α-частица теряет около 35 эВ. Т. е. если начальная кинетическая энергия α-частицы равна 4 МэВ, то она полностью затормозится в результате $4 \cdot 10^6/35 \cong 10^5$ актов ионизации.

Взаимодействие α-частиц с ядрами вещества в основном сводится к кулоновскому рассеянию на малые углы. Таким образом, при движении в среде заряженные частицы с указанной энергией будут постепенно тормозиться на длине пробега R. Траектория движения тяжелой заряженной частицы в среде правило прямолинейна, а пробег определяется интегралом

$$R = \int \frac{dE}{(dE/dx)_{\text{ион}}}. \tag{28}$$

Пробег R измеряется в сантиметрах или в массовой толщине ρ (г/см^2).

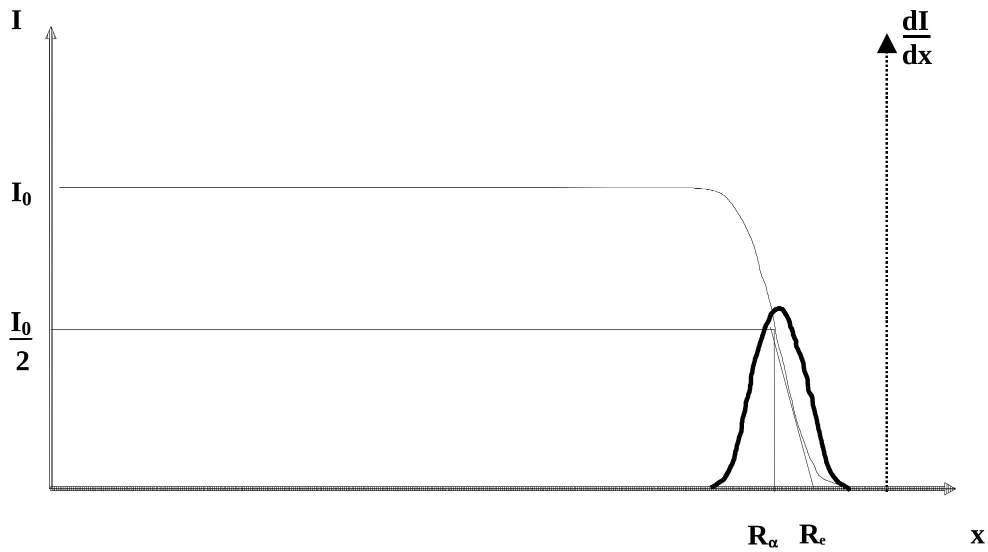

Рис. 12: Зависимость интенсивности потока альфа-частиц в среде расстояния между источником и детектором.

Средний пробег R_α определяется как толщина слоя вещества, при прохождении которого поглощается половина частиц (рис. 12). Иногда также используется понятие экстраполированного пробега R_e. Он определяется с помощью экстраполяции по касательной к кривой пробега из точки, соответствующей поглощению половины частиц. Как видно из рис. 12, пробеги имеют разброс значений пробега (страгглинг), описываемый функцией Гаусса. Он обусловлен в частности статистическими флуктуациями ионизационных потерь. Действительно, если среднее число ионов, образуемое α-частицей на длине ее пробега, равно N, то среднеквадратичное отклонение от этого числа, будет $\sqrt{N}$. Кроме того, при прохождении через вещество α-частица может испытать перезарядку, превращаясь в однозарядный ион гелия ($^4He^+$) или в атом гелия (^4He). Разный заряд частицы на всем пути вызывает дополнительные флуктуации в ионизации и, следовательно, в пробеге.

Средний пробег в воздухе при комнатной температуре и нормальном давлении для α-частиц с энергией 2–10 МэВ связан с энергией эмпирической формулой

$$R_\alpha\ (\text{см}) = 0.32 E_\alpha^{3/2}\ (\text{МэВ}). \tag{29}$$

Удельные ионизационные потери энергии в веществе со сложным химическим составом можно рассчитать по формуле

$$\frac{dE}{d\rho} = \frac{1}{M}\sum_i N_i A_i \left(\frac{dE}{d\rho}\right)_i \left(\frac{\text{МэВ}}{\text{мг/см}^2}\right), \tag{30}$$

где M — молекулярный вес соединения, N_i — количество атомов сорта i с атомным весом A_i в молекуле, $(dE/d\rho)_i$ — удельные потери для данного простого вещества.

8. Полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц и γ-квантов, благодаря высокому разрешению по энергии, малому времени нарастания сигнала и малым размерам. Полупроводниковые детекторы обычно изготовляют из кремния или германия. В полупроводниковом детекторе (рис. 13) создается обедненная (чувствительная) область, в которой отсутствуют свободные носители заряда. Попадая в обедненную область, ионизирующая частица создает значительное число пар носителей заряда, образующих тонкий цилиндр плазмы электронов и дырок вдоль трека. Можно сказать, что полупроводниковый детектор представляет собой твердотельную (кристаллическую) ионизационную камеру.

На рождение одной такой пары в кремнии тратится в среднем энергия 3.6 эВ независимо от энергии, массы и удельных потерь первичной частицы. Для сравнения укажем, что энергия образования одной пары ионов в газовых ионизационных камерах равна примерно 35 эВ, а в сцинтилляционном детекторе на образование одного фотоэлектрона необходимо затратить около 350 эВ. Поскольку статистическая точность измерения энергии определяется числом образованных носителей заряда N (она равна $N^{-1/2}$), то разрешение по энергии полупроводниковых детекторов будет значительно выше, чем других. Входное окно детектора обычно делается очень тонким (20–100 мкг/см^2), и падающие частицы поэтому теряют в нем пренебрежимо малую долю энергии.

Образованные ионизирующей частицей в обедненной области свободные носители заряда будут двигаться в приложенном электрическом поле, собираясь на электродах

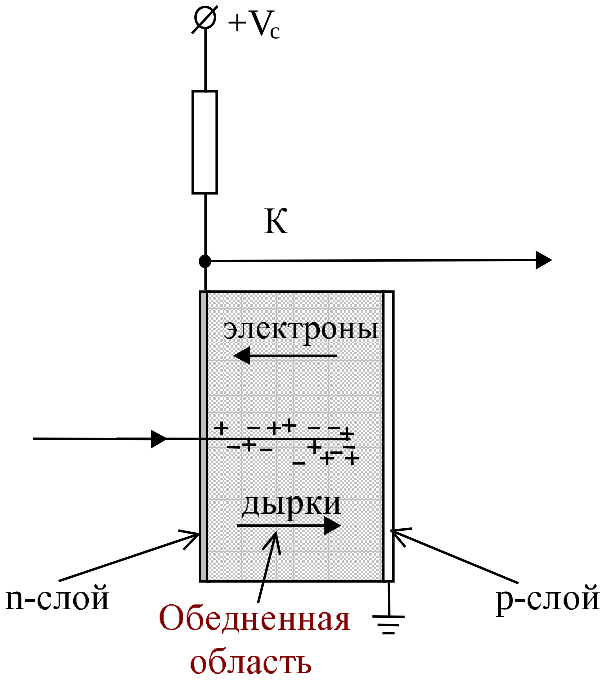

Рис. 13: Полупроводниковый детектор.

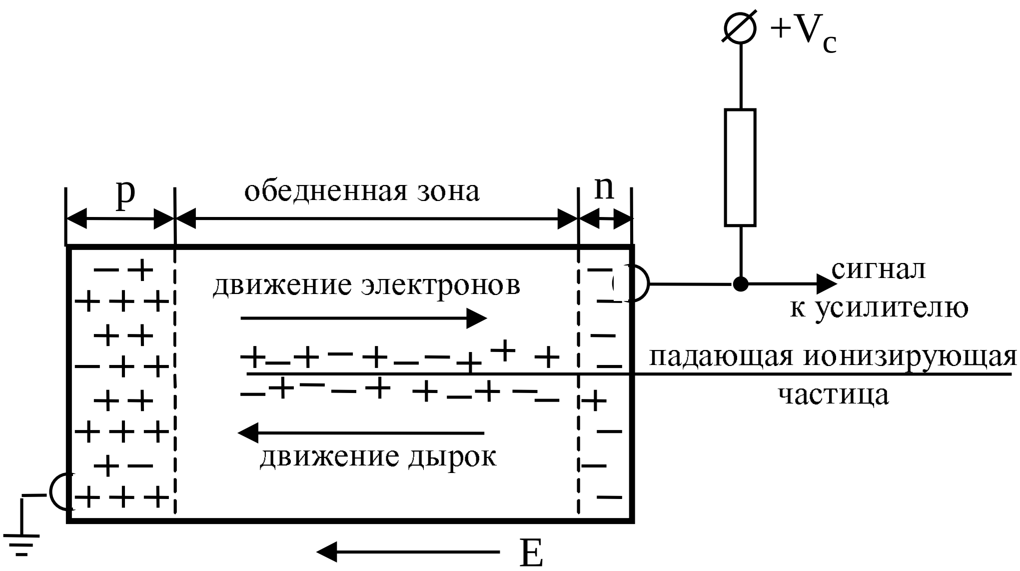

Рис. 14: Схема включения полупроводникового детектора. Толщина обедненной области у кремниевых детекторов от 10 мкм до примерно 5 мм, обратное напряжение смещения V обычно от 10 до 1000 В.

(рис. 14). Количество электронно-дырочных пар пропорционально потерям энергии частицы. Для измерения энергии частицы, необходимо, чтобы она потеряла всю свою энергию и остановилась в чувствительной области. Заметим, что при одновременном движении электрона и дырки полный переносимый заряд равен одному электронному заряду, но не двум!

Собранные заряды образуют токовый импульс, интеграл которого несет информацию об энергии, которую частица потеряла в чувствительной области[5]. Токовый импульс детектора поступает в зарядочувствительный предусилитель. В зарядочувствительном предусиоителе токовый импульс преобразуется в импульс напряжения, амплитуда которого пропорциональна энергии частицы.

9. Контрольные вопросы

1. Оцените характеристики распределения α-частиц по энергии после вылета их из ядер для одного из изотопов, содержащегося в ваших источниках.

2. Как будет изменяться энергетическое распределение α-частиц при их движении от радиоактивного источника к детектору?

3. Как будет меняться энергетический спектр α-частиц при удалении детектора от источника?

4. Изменится ли пробег α-частиц, если температура в помещении понизится?

5. Как будет меняться осциллограмма импульсов с усилителя при удалении источника от детектора?

6. Что будет, если в установке создать вакуум?

7. От каких факторов зависит ширина пика в спектре α-частиц?

8. Какие можно предложить методы привязки номера канала к энергии α-источника?

9. Влияет ли разрешение установки на точность определения энергии?

10. От чего зависит точность привязки номера канала к энергии?

11. Почему в первом упражнении можно пренебречь влиянием слоя воздуха между источником и детектором?

12. Должна ли полученная в первом упражнении зависимость энергии α-частиц от номера канала быть линейной, если линейны характеристики электронной системы регистрации?

13. Почему, для того, чтобы повысить вероятность ядерных взаимодействий, нейтроны нужно замедлять, а α-частицы ускорять?

[5]Тяжелые частицы, например осколки деления, создают на своем пути плотное плазменное облако, внутрь которого электрическое поле не может проникнуть, пока его плотность не уменьшится. За это время часть электронов и дырок успевает рекомбинировать. Таким образом, собранный заряд уменьшается.