

А. Р. Нестеренко, И. Н. Нестеренко

Лабораторная работа 5.2

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ β -РАСПАДА МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Оборудование: источник β -излучения, сцинтилляционный счетчик, дискриминатор, пересчетный блок, осциллограф, набор поглощающих пластин.

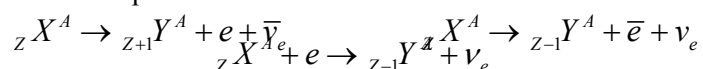
Цель работы: измерение максимальной энергии электронов, испускаемых при β -распаде, и определение примененного радиоактивного β -источника. Изучение взаимодействия электронов с веществом. Сравнение с помощью критерия χ^2 полученных экспериментальных данных с эмпирической экспоненциальной зависимостью.

1. β -излучение радиоактивных веществ и методы определения максимальной энергии

β -распадом является процесс самопроизвольного (спонтанного) превращения ядра в ядро-изобар, т. е. ядро с тем же атомным весом, но зарядом, отличным на $\Delta Z = \pm 1$ за счет испускания электрона (позитрона). β -распад является проявлением фундаментального *слабого взаимодействия* элементарных частиц. Согласно современным представлениям β -распад обусловлен превращениями *кварков* друг в друга. При β -распаде с испусканием электрона один из *d*-кварков нуклона превращается в *u*-кварк, при этом нейтрон в составе ядра превращается в протон. При испускании позитрона происходит обратное превращение. В случае, когда для соседних изобар масса исходного ядра $M(A, Z)$ больше массы $M(A, Z \pm 1)$ конечного

ядра, так что $M(A, Z) > M(A, Z \pm 1) + m_e + m_\nu$, (m_e – масса электрона (позитрона), m_ν – масса антинейтрино (нейтрино)), ядро ${}_Z X^A$ неустойчиво по отношению к β -распаду.

Всегда, когда энергетически выгоден β -распад с испусканием позитрона, возможен так называемый захват электрона с К-оболочки атома или *K-захват*.



Простейший пример электронного β -распада – распад свободного нейтрона с периодом полураспада 613.9 ± 0.6 (сек): $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ на p – протон, e – электрон и $\bar{\nu}_e$ – антинейтрино.

Характерной особенностью β -распада является то, что электроны и позитроны, испускаемые атомными ядрами радиоактивного вещества, имеют всевозможные значения кинетической энергии от 0 до некоторой, вполне определенной максимальной энергии E_{max} , (граничной энергии β -спектра). Значения E_{max} для β -частиц различных радиоактивных веществ сильно отличаются (см. табл. 1). Энергетический спектр электронов β -распада нейтрона показан на рис. 1. Импульсные диаграммы распадов, соответствующие разным участкам энергетического спектра электронов, приведены под рисунком.

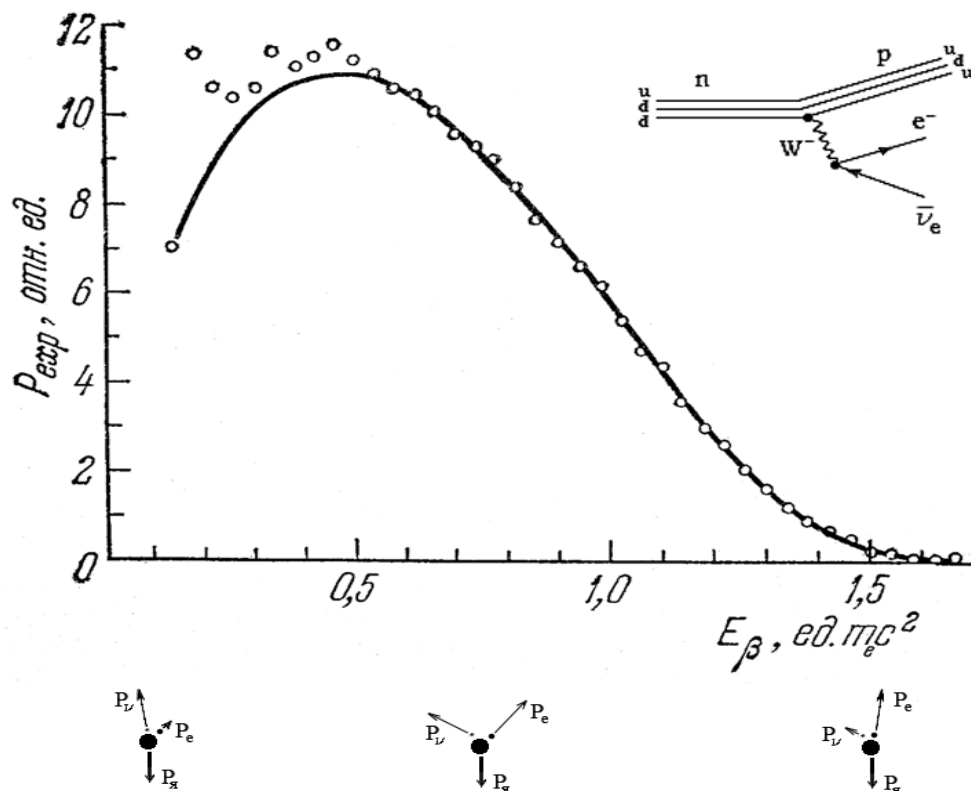


Рис. 1 Энергетический спектр электронов, образующихся при β -распаде свободного нейтрона, полученный в работе Кристенсена и др. $P_{e,\nu,\gamma}$ - импульсы электрона, антинейтрино и ядра соответственно. Кривая соответствует теоретическому спектру, исправленному с учетом энергетического разрешения спектрометра. E_β - кинетическая энергия электронов в единицах его энергии покоя $m_e c^2 = 511$ кэВ.

Поскольку электронный (позитронный) β -распад – процесс трехчастный то, согласно закону сохранения импульса:

$$\vec{P}_e + \vec{P}_\nu + \vec{P}_\gamma = 0$$

Энергетический баланс β -распада может быть записан в виде:

$$\Delta E_\beta = [M(A, Z) - M(A, Z + 1)]c^2 = E_e + E_\nu + E_\gamma + m_e c^2 + m_\nu c^2,$$

где E_e , E_ν и E_γ – кинетические энергии электрона, антинейтрино и ядра отдачи. Если пренебречь малой величиной E_γ , то справедливо приближенное равенство:

$$\Delta E_\beta = E_{\max} + m_e c^2 + m_\nu c^2$$

Это соотношение может быть использовано для оценки массы нейтрино. Был проведен ряд экспериментов по измерению массы нейтрино прямыми методами (см. Приложение). В экспериментах по измерению спектра электронов от распада трития получены ограничения на массу электронного нейтрино. По данным на 2001 г. на массу нейтрино установлен предел $m_{\nu e} \leq 2.2$ эВ/ c^2 .

Таким образом, чтобы определить энергию β -распада необходимо измерить максимальную энергию E_{\max} . Наиболее точно энергию β -частиц можно определить с помощью магнитного или полупроводникового спектрометра. Наиболее простым методом определения максимальной энергии является *метод поглощения*.

2. Взаимодействие электронов с веществом

Проходя через вещество, электроны теряют энергию и отклоняются от своего первоначального направления, т. е. рассеиваются. Если в процессе рассеяния частиц сохраняется их кинетическая энергия, то такое рассеяние называется *упругим*, а любое другое *неупругим*. При неупругих столкновениях электронов с атомами возможно их возбуждение или ионизация. Следует различать неупругое взаимодействие электронов с атомными ядрами и с атомными электронами, хотя эти два вида взаимодействия имеют место одновременно.

Упругое рассеяние электронов, проходящих вещество, можно грубо разделить на три класса: однократное, многократное, диффузия.

В случае малой толщины t вещества ($t \ll 1/\sigma N$) имеет место однократное рассеяние, здесь N – число рассеивающих атомов в см^3 , а σ – полное эффективное сечение рассеяния.

При увеличении толщины вещества t роль рассеяния возрастает, а угловое распределение относительно первоначального направления описывается кривой распределения Гаусса, характерной для многократного рассеяния. Вероятность вылета электрона под углом θ в интервале от θ до $\theta + d\theta$:

$$P(\theta)d\theta = (\theta/\bar{\theta})^2 \times \exp\left(-\frac{\theta^2}{\bar{\theta}^2}\right)d\theta$$

Угол наиболее вероятного отклонения можно оценить из формулы:

$$\langle \bar{\theta}^2 \rangle^{1/2} (pad) = 21.2 / (p\beta c)_{\text{МэВ}} \times (t/t_0)^{1/2}$$

где p – импульс частицы, c – скорость света, t_0 – радиационная длина (для алюминия $t_0 = 24 \text{ г/см}^2$), t – толщина поглотителя.

После достаточного числа актов рассеяния угловое распределение становится настолько диффузным, что уже не существует какого-либо преимущественного направления, тогда перемещение электронов можно рассматривать как диффузию.

Рассеяние электронов в кулоновском поле ядра, сопровождаемое испусканием γ -квантов с непрерывным спектральным распределением, является неупругим, а рождаемое в этом процессе излучение называется тормозным. Потери энергии заряженной частицы на тормозное излучение называются *радиационными*.

Для энергий электрона $mc^2 \ll E \ll 137mc^2 Z^{-1/3}$ радиационные потери на единице пути равны:

где Z – заряд ядра, $e^2/mc^2 = r_e = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ – классический радиус электрона. Расстояние t_0 , на

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = 4N \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \times E \times \frac{Z(Z+1)}{137} \times \ln\left(\frac{2E}{mc^2}\right),$$

котором энергия электрона уменьшается в e раз из-за радиационных потерь, называется *радиационной длиной*.

Взаимодействие частицы с электронами атома приводит к передаче ему некоторой доли энергии, следствием чего является либо вылет электрона из атома (ионизация), либо переход электрона в более высокое энергетическое состояние (возбуждение атома). Такие потери энергии заряженной частицы называются *ионизационными*. Выражение для ионизационных потерь энергии электроном имеет вид:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 N}{mv^2} Z \left\{ \ln \frac{mv^2}{2\bar{I}^2(1-\beta^2)} \times T - \right.$$

$\left. \right\}$

$$-\left(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2\right)\ln 2+1-\beta^2+1/8\times\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)$$

где v – скорость падающего электрона, m , e – его масса и заряд, \bar{I} – средний потенциал ионизации атома среды, T – кинетическая энергия падающего электрона, $\beta = v/c$.

Сравнения радиационные потери с потерями энергии на ионизацию, получим

здесь T – энергия электрона в МэВ. Энергия электрона, при которой потери энергии на излучение

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \bigg/ \frac{dE}{dx}_{\text{ион}} \approx TZ/800,$$

равны потерям энергии за счет ионизации, называется критической энергией. Так, для Al ($Z = 13$) критическая энергия ~ 60 МэВ. При меньших энергиях электронов ионизационные потери становятся определяющими.

Точный теоретический анализ явлений, сопровождающих прохождение электронов через толстые слои вещества, оказывается весьма сложным вследствие наложения процессов многократного рассеяния и потери энергии. Число электронов, прошедших через фольгу, есть монотонно убывающая функция ее толщины.

Кривые поглощения для β -частиц сильно отличаются по форме от кривых поглощения для моноэнергетических электронов. Быстрое спадание кривой поглощения для β -частиц объясняется тем, что в пучке имеются частицы с малыми энергиями, которые поглощаются весьма сильно. Непрерывное энергетическое распределение β -частиц, испускаемых радиоактивным источником, и рассеяние электронов при прохождении через вещество приводят к тому, что ослабление пучка β -частиц, идущих от источника к детектору излучения, носит характер, близкий к экспоненциальному закону:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-(\mu/\rho)t}$$

где μ/ρ [$\text{см}^2/\text{г}$] – массовый коэффициент поглощения, t [$\text{г}/\text{см}^2$] – толщина поглотителя (плотность алюминия $\rho_{\text{Al}} = 2,69 \text{ г}/\text{см}^3$).

Типичные кривые поглощения β -излучения приведены на рис. 2. Для определения максимального пробега целесообразно построить кривую поглощения в полулогарифмическом масштабе.

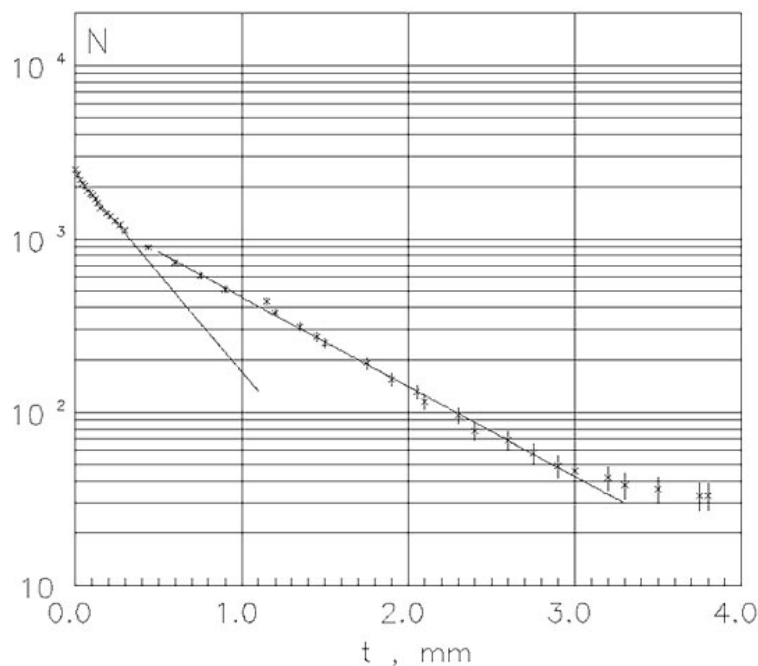


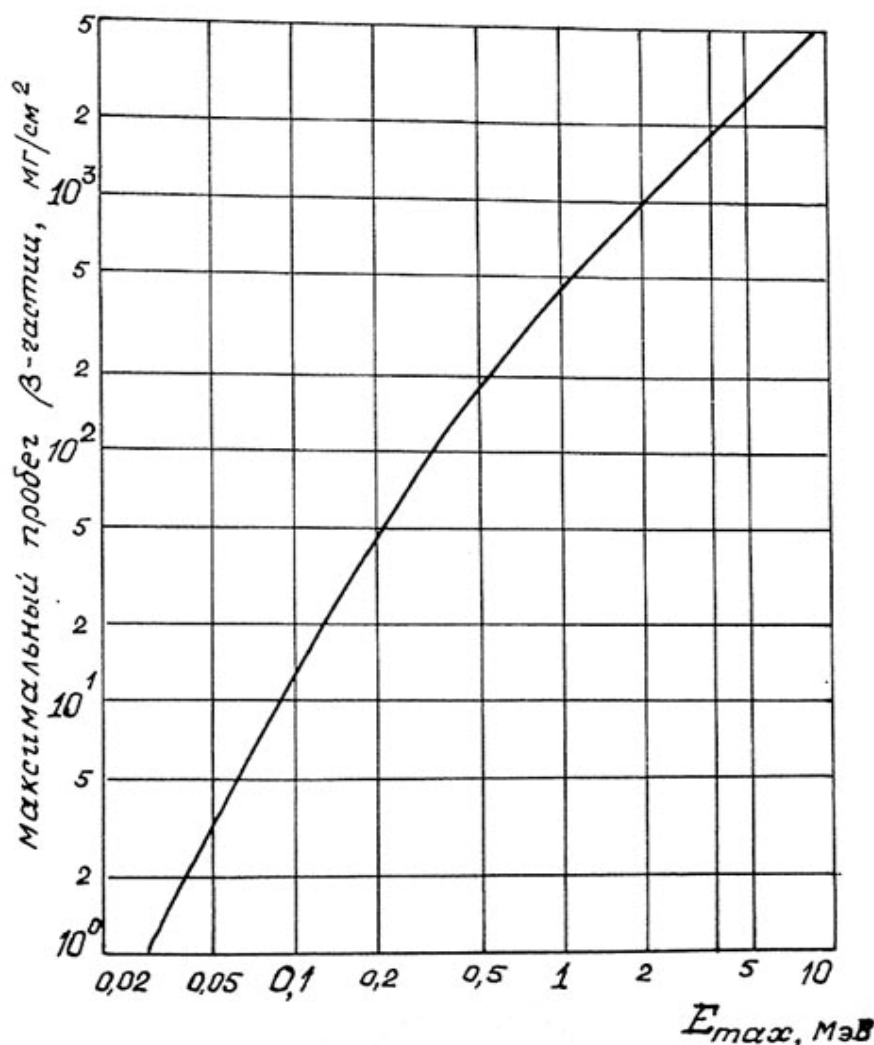
Рис. 2 Типичная кривая поглощения для β -частиц в полулогарифмическом масштабе

В случае отсутствия γ -излучения метод поглощения имеет относительно небольшую погрешность ($\sim 5\%$) в определении максимальной энергии и является пригодным в случае наложения друг на друга двух β -спектров, т. е. позволяет определить максимальную энергию каждого из них.

Предельная толщина фольги, практически полностью задерживающая падающие электроны, характеризует максимальный пробег электронов. Этот пробег определяется по кривым поглощения. На рис. 3 приведена эмпирическая зависимость максимального пробега t_{\max} от максимальной энергии E_{\max} β -спектра, предложенная Фламмерсфельдом для диапазона $0 < E_{\max} < 3$ МэВ.

$$t_{\max} [г/см^2] \approx 0,11 \left(\sqrt{1 + 22,4 \times E_{\max}^2} - 1 \right),$$

$$E_{\max} [МэВ] \approx 1,92 \cdot \sqrt{t_{\max}^2 + 0,22 \cdot t_{\max}}.$$

Рис. 3 Эмпирическая зависимость максимального пробега t_{\max} от максимальной энергии E_{\max} β -частиц.

3. Выполнение работы

Система регистрации и компьютерной обработки данных

Блок-схема системы регистрации бета-частиц представлена на рис. 4. β -частицы прошедшие слои поглощающего вещества попадают в сцинтиллятор, в нашем случае это кристалл NaI(Tl). Этот прозрачный кристалл обладает важным свойством – преобразовывать энергию, потерянную частицей при прохождении кристалла, во вспышку света с длительностью порядка 20 нсек. Свет от вспышки попадает на фотокатод ФЭУ. Здесь кванты света выбивают фотоэлектроны, которые, размножаясь на диодной системе ФЭУ, порождают огромный поток вторичных электронов. При этом заряд на аноде ФЭУ пропорционален интенсивности световой вспышки. Сигнал с анода передается по высокочастотному кабелю на вход дискриминатора. В этом блоке сигналы с амплитудой, превышающей некоторое пороговое значение (шумы ФЭУ) преобразуются в импульсы стандартного вида, а именно, прямоугольный сигнал с положительной амплитудой около 5 В (TTL стандарт). Предварительное преобразование сигналов необходимо для того, чтобы мог правильно работать счетчик стандартных импульсов. Этот счетчик определяет количество стандартных импульсов, поступивших с дискриминатора за определенный промежуток времени.

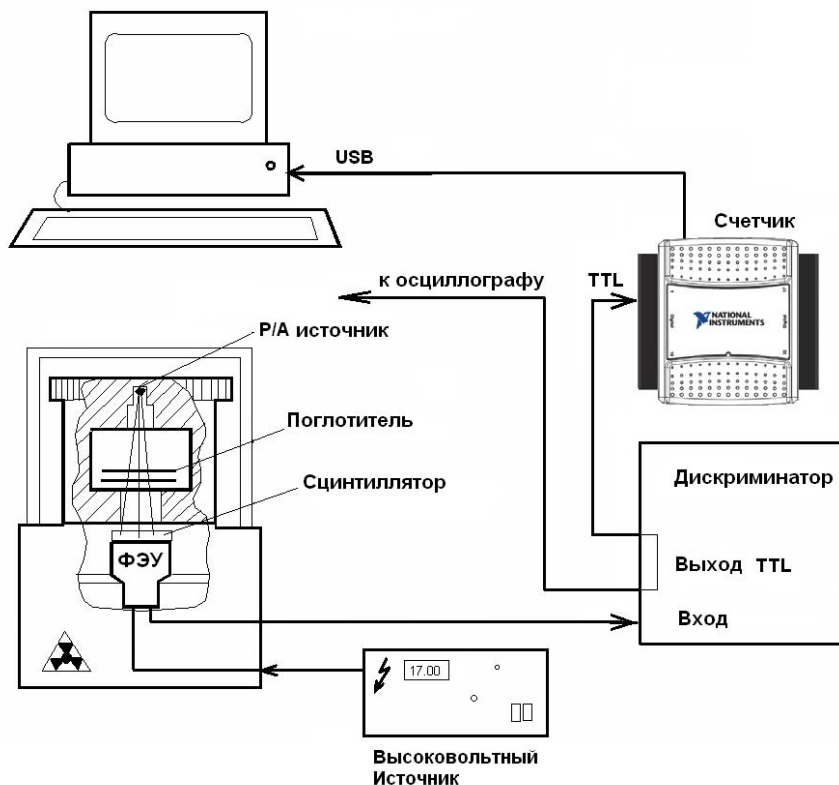


Рис. 4 Блок-схема системы регистрации β -частиц

Информация о количестве поступивших импульсов считывается со счетчика в компьютер через USB интерфейс. Дискриминатор разработан в Институте Ядерной Физики, счетчик USB-6501 компанией National Instruments.

Программа, работающая с описанной системой регистрации, состоит из двух частей. В первой (диалоговой) части необходимо ответить на несколько контрольных вопросов по лабораторной работе. Эти вопросы не сложные, но в то же время для ответа на них необходимо познакомиться с описанием к лабораторной работе. Помимо контрольных вопросов в диалоговой части содержится информация о том, как правильно проводить измерения, что для этого следует проверить, и как это сделать. Вторая часть программы – собственно проведение эксперимента. На этом этапе работы производится измерение количества частиц, прошедших через поглотитель разной толщины. Прежде чем переходить к набору экспериментальных данных, необходимо подобрать длительность времени счета согласно объяснениям, содержащимся в диалоговой части программы. После набора и сохранения экспериментальные данные обрабатываются.

Делается обработка при помощи программы MCAD. Файл по обработке данных уже написан. Необходимо им только воспользоваться, подставив данные своего эксперимента.

Некоторые радиоактивные изотопы Таблица 1

Массовое число, А	Изотоп	Период полураспада, $T_{1/2}$	Распад	
			Тип	Энергия, МэВ
1	n	10,23 мин	β^- (100%)	0,782318
3	H	12,232 года	β^- (100%)	0,018599
11	C	20,37 мин	β^+ (99,76 %) Эл. захват (0,22%)	0,9603
14	C	5700 лет	β^- (100%)	0.156473
22	Na	2,62 года	β^+ (90,38 %) Эл. захват (8,74%)	0,5457
40	K	$1,248 \cdot 10^9$ года	β^- (89,14%) Эл. К-захват (10,72%)	1,311
50	Mn	0.2833 сек	β^+ (99,9 %)	6.609
60	Co	5,271 года	β^- (99,88%)	0,3181
85	Kr	10,752 года	β^- (99,56%)	0,6874
90	Sr	28,8 года	β^- (100%)	0,546
90	Y	64 часа	β^- (100%)	2,280
137	Cs	30,05 года	β^- (94,7%)	0,514
187	Re	$4,12 \cdot 10^{10}$ года	β^- (100%)	0,00264
204	Tl	3,788 года	β^- (97,1 %) Эл. К-захват (2,9%)	0,7637

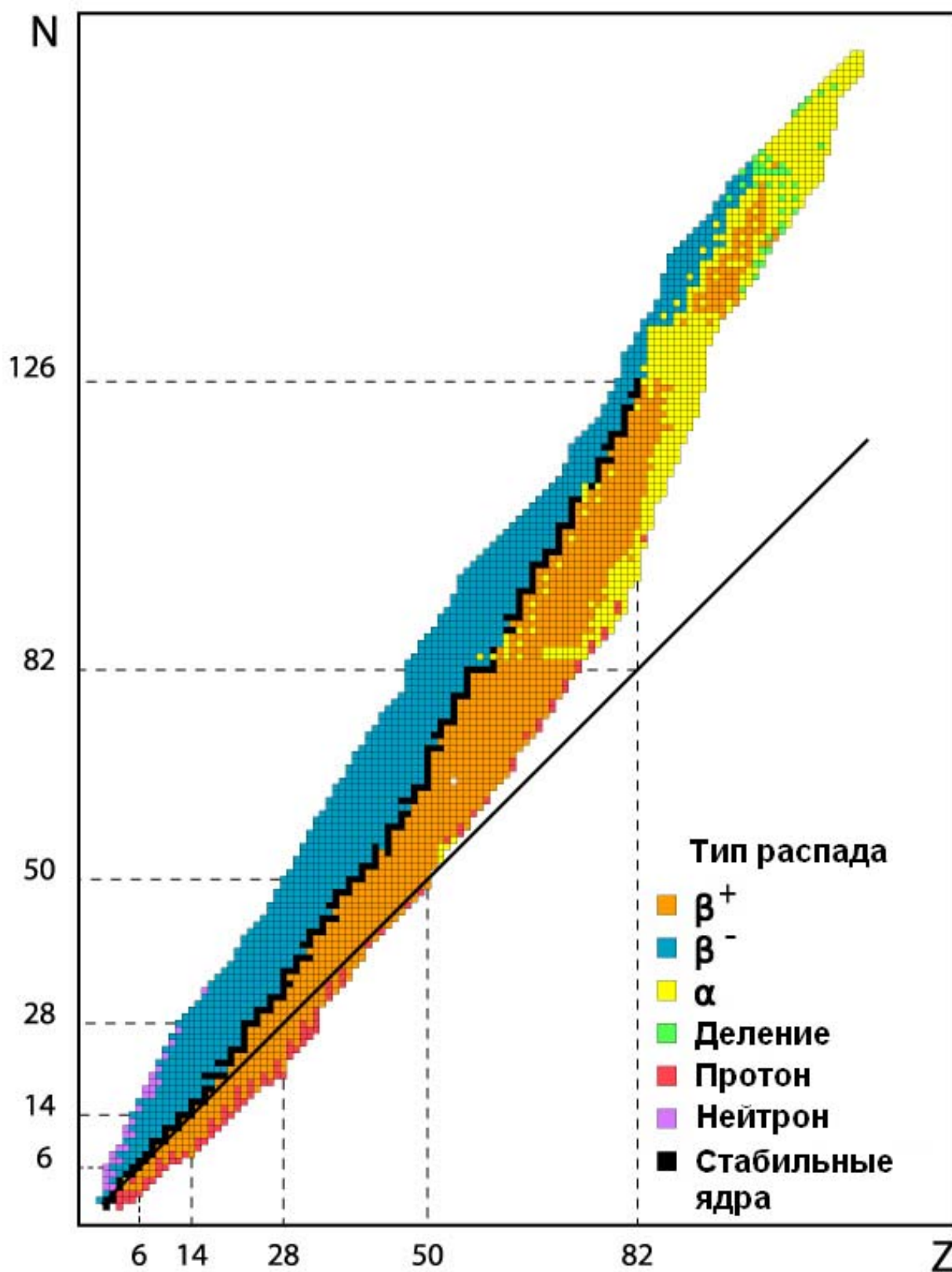


Рис.5 График известных изотопов с основным типом распада. N – число нейтронов, Z – число протонов в ядре. http://en.wikipedia.org/wiki/File:Table_isotopes_en.svg



Рис. 6 Вид лабораторной работы – Измерение энергии β -распада методом поглощения.

Контрольные вопросы

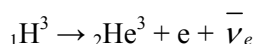
1. Какой наблюдаемый эффект при β -распаде показывает, что это трехчастичный распад?
2. β -распад является примером проявления слабого взаимодействия, объясните почему?
3. Назовите основные законы сохранения, которым подчиняется β -распад.
4. Покажите, что энергия, передаваемая при β -распаде дочернему ядру, мала в сравнении с энергией уносимой электроном и антинейтрино.
5. Какие процессы потери энергии заряженной частицы в среде Вы знаете? Какой из них является основным для β -частицы?
6. Что характеризует критическая энергия β -частицы?
7. Чему равны ионизационные потери β -частицы при прохождении поглотителя толщиной в 1 г/см^2 ?
8. Объясните почему ионизационные потери практически не зависят от материала поглотителя, если его толщина выражена в единицах г/см^2 ?
9. Что такое период полураспада радиоактивного ядра?

Библиографический список

1. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. М.: Атомиздат, 1965.
2. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика Т. 1. Энергоиздат, 1983.
3. Christensen C. and et. Phys. Rev., 1972, D5, сс. 1628.
4. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. М.: Мир, 1975. сс. 37–52.
5. Худсон Д. Статистика для физиков. Пер. с англ. М.: Мир, 1976.
6. Шиллинг Г. Статистическая физика в примерах. М.: Мир, 1976. сс. 49–53.
7. Browne E. Nuclear Data Sheets, 1997. 82 сс. 379
8. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>
9. Лобашев В.М. Вестник Российской Академии Наук, 2003, 73, №1, сс. 14-27

Приложение 1. Измерение массы нейтрино.

Эксперименты по определению массы нейтрино ведут свое начало с гипотезы В. Паули (1930 год), о том что при β -распаде одновременно с электроном рождается частица с полуцелым спином и очень малой массой, которая должна очень слабо взаимодействовать с веществом. Большинство экспериментов по прямому измерению массы производились исходя из кинематики распадов с участием нейтрино. Первая оценка массы была сделана еще в 30-х годах, когда обнаружили тяжелый изотоп водорода – тритий с периодом полураспада 12 лет и малой энергией распада 18599 ± 3 эВ. Существование этого хорошо разрешенного перехода указывало на то, что масса нейтрино должна быть меньше 10 кэВ, т.е. почти на два порядка меньше массы электрона 511 кэВ. Дальнейшее уточнение массы нейтрино проводилось посредством измерения формы β -спектра трития (рис.6). Измерение энергетического спектра электронов вблизи верхней границы при бета-распаде трития является наиболее чувствительным методом для определения массы электронного нейтрино:



Выбор трития для подобных экспериментов обусловлен тем, что он обладает рядом уникальных свойств:

- наименьшей возможной энергией β -распада;
- простотой получения тритированных соединений;
- надежностью вычислений систематики, связанной с атомарными и даже молекулярными эффектами.

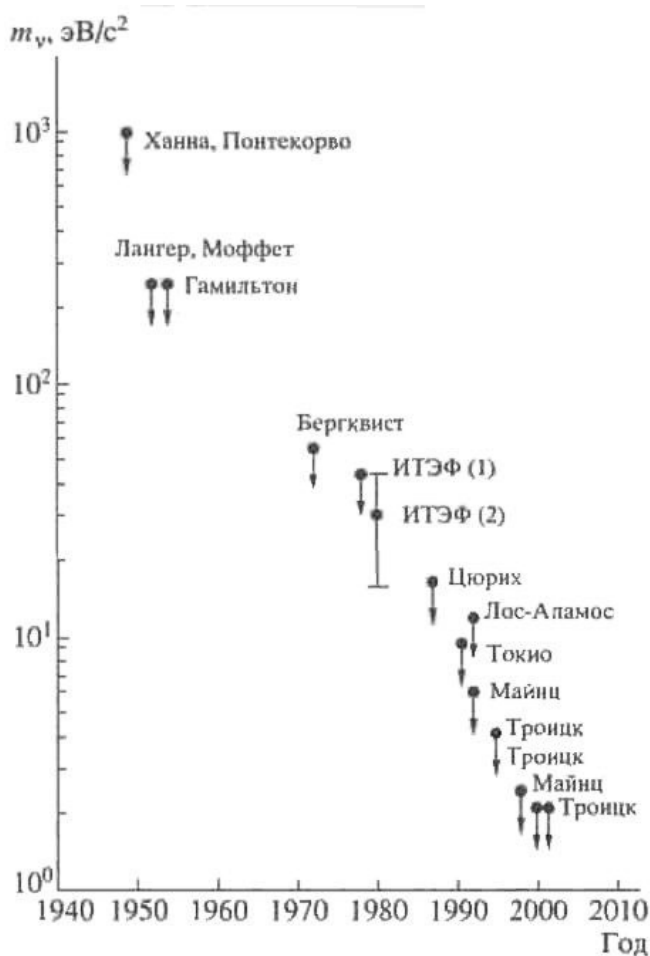


Рис. 7. Хронология поиска массы нейтрино в β -распаде трития.

Один из первых экспериментов с тритием выполнили в 1949 г. Б.М. Понтекорво и Г. Ханна с помощью пропорционального счетчика, наполненного тритированным метаном. Они получили верхнюю границу для массы нейтрино в 1 кэВ.

В 1952 г. Лэнжер и Моффат исследовали β -спектр трития с помощью магнитного спектрометра и получили для верхнего предела массы нейтрино 250 эВ. В работе использовался тонкий (0.5 мкг/см^2) источник, приготовленный выпариванием янтарной кислоты, насыщенной тритием.

Дальнейший прогресс в оценке верхней границы массы нейтрино связан с усовершенствованием метода магнитного спектрометра. На этом пути Бергквист в 1972 г. получил ограничение 55 эВ, а Е.Ф. Третьяков и др. Институт теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) в 1976 г. получили рекордное для того времени значение 35 эВ.

Принципиально новый шаг был сделан после дополнительного усовершенствования магнитного спектрометра в 1980-81 гг. В.Л. Любимовым с сотрудниками (ИТЭФ), которые получили ограничение на значение массы нейтрино не только сверху, но и снизу: $14 \text{ эВ} < m_\nu c^2 < 46 \text{ эВ}$. Особенностью данного эксперимента было использование в качестве источника электронов не атомарного трития, а валина¹, в котором 2-3 атома водорода были заменены тритием. Эти результаты тщательно анализировались, и до получения новых экспериментальных данных не было уверенности, что в нем содержится какая-то ошибка. В последовавших экспериментах Цюрихской группы, группы Токийского университета и Лос-Аламосской национальной лаборатории в 1990-92 гг эффект ненулевой массы был опровергнут. Использование тритированного твердого источника (валина), могло привести к не учитываемому искажению формы спектра электронов. Несмотря на то, что дальнейшие эксперименты не подтвердили существование нижней границы массы нейтрино, эта работа имела важное значение. Поскольку активизировала проведение новых экспериментов по более прецизионному измерению края спектра трития.

В 1982 г. В.М. Лобашев с сотрудниками из Института ядерных исследований (ИЯИ г.Троицк) предложили использовать бутылкообразную магнитную ловушку (рис. 7), поместив источник (газообразный молекулярный тритий) с одной ее стороны (в пробке) в область максимального поля, а детектор электронов - с другой.

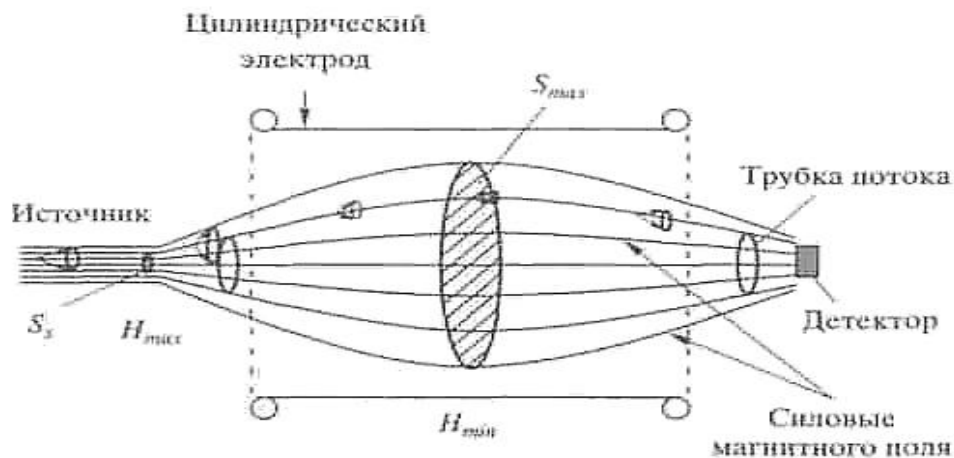


Рис. 8. Принцип работы спектрометра. H – напряженность магнитного поля, S – площадь поперечного сечения

Фильтрация электронов от распада трития по энергии производилась электростатическим полем, находящимся в области слабого магнитного поля. Такая геометрия эксперимента позволила значительно увеличить светосилу установки и существенно снизить фон, связанный с ионной бомбардировкой стенок вакуумной камеры, неизбежной в чисто электростатическом варианте спектрометра. Энергетическое разрешение этого спектрометра – это линейная ступенька шириной 3.5 эВ существенно лучше, чем у спектрометра, использованного группой Любимова из ИТЭФ – 20 эВ (ширина на полувысоте) с длинным хвостом в область низких энергий. Эксперименты в ИЯИ начались в 1994 г. и к 2001 г было поставлено ограничение на массу нейтрино на уровне 2.2 эВ/ c^2 при 95% достоверности.

¹ Это один из главных компонентов в росте и синтезе тканей тела. Валин - незаменимая аминокислота: химическая формула $C_5H_{11}NO_2$, температура плавления 315°C , плотность 1.23 г/см^3 .

Аналогичный вариант спектрометра разработан в университете города Майнц (Германия). Его создание началось в 1986 г. Только вместо газообразного источника использован замороженный тритий.

В настоящее время разрабатывается проект спектрометра КАТРИН в исследовательском центре Карлсруэ (Германия). Это увеличенная копия установки ИЯИ и с заметно лучшим разрешением около 1 эВ, и большей светосилой почти в 50-70 раз.