

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**ПРИМЕНЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЁТЧИКОВ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В течение последних двух-трёх лет было опубликовано большое количество работ, посвящённых сцинтилляционному методу счёта быстрых заряженных частиц и γ -квантов. Этот метод детектирования излучений стал в настоящее время обычным при многих исследованиях в области радиоактивности и при работе на ускорителях. Основные преимущества сцинтилляционного метода регистрации излучений общеизвестны: они заключаются, во-первых, в безинерционности счёта, позволяющей измерять весьма короткие интервалы времени порядка 10^{-8} — 10^{-9} сек. между моментами прохождения через сцинтиллятор двух заряженных частиц, во-вторых, в чрезвычайно большой скорости счёта, ограничиваемой в настоящее время лишь свойствами счётных радиотехнических схем, в-третьих, в большой эффективности сцинтилляторов к γ -излучению и, в-четвёртых, в том, что сцинтилляционный детектор излучения является пропорциональным счётчиком, световой выход которого пропорционален энергии, потерянной быстрой частицей в сцинтилляторе. К этому следует добавить, что современные фотоумножители позволяют получать при прохождении быстрых заряженных частиц через сцинтилляторы обычных объёмов в несколько кубических сантиметров импульсы порядка десятых вольт и даже нескольких вольт при весьма малом уровне шумов. Между тем, импульсы от пропорциональных счётчиков, регистрирующих релятивистские или полурелятивистские частицы, в обычных условиях имеют величину порядка сотых и тысячных долей вольт. Поэтому при использовании сцинтилляционного счётчика для измерения ионизирующей способности радиотехническое усиление может быть сделано весьма небольшим, порядка 10—100. Это обстоятельство может иметь большое значение при исследовании космических лучей в стратосфере, когда вес поднимаемой аппаратуры должен быть возможно меньшим. Несмотря на все преимущества нового метода, его применение к исследованию космического излучения происходило в ограниченном масштабе. Причина этого, повидимому, в том, что до сих пор отсутствуют фотоумножители с достаточно большой поверхностью фотокатода, необходимые для регистрации малых эффектов космического излучения. Реферируемые работы^{1, 2, 3} были выполнены в 1950—1951 гг. и посвящены детектированию космического излучения с помощью сцинтилляционных счётчиков. Во всех этих работах сцинтилляционные счётчики используются как пропорциональные счётчики. Работа¹, выполненная на уровне моря, имела целью проверить, в какой степени сцинтилляционный счётчик является пропорциональным устройством. С этой целью цилиндрический кристалл антрацена (диаметр и высота цилиндра равны 30 мм) помещался в телескоп из счётчиков Гейгера таким образом, чтобы заряженные частицы космических лучей проходили в нём примерно одинаковые отрезки пути. Над системой помещалось

40 см свинца, и с помощью свинцовых фильтров, расположенных между счётчиками телескопа, из всего космического излучения выделялись три интервала пробегов, которым соответствуют следующие интервалы импульсов для μ -мезонов:

- 1-й интервал: $0,8 \cdot 10^8 \text{ эв/с} < P_1 < 1,10 \cdot 10^8 \text{ эв/с}$;
- 2-й интервал: $1,10 \cdot 10^8 \text{ эв/с} < P_2 < 2,5 \cdot 10^8 \text{ эв/с}$;
- 3-й интервал: $P_3 > 2,5 \cdot 10^8 \text{ эв/с}$.

μ -мезон с импульсом $2,5 \cdot 10^8 \text{ эв/с}$ обладает минимальной (релятивистской) ионизирующей способностью. μ -мезоны, импульсы которых лежат

во втором и первом интервалах, обладают, как в этом легко убедиться из формулы Бете-Блоха для ионизационных потерь энергии⁴, ионизирующей способностью в 1,2 и в 1,6 раза, превышающей ионизирующую способность μ -мезона с импульсом $2,5 \cdot 10^8 \text{ эв/с}$. Регистрация импульсов от усилителя производилась с помощью осциллографа, ждущая развёртка которого запускалась при совпадении разрядов в счётчиках телескопа. Полученные распределения импульсов по величине для всех трёх интервалов приведены на рис. 1. Заметим, что ширина полученных линий определяется в основном следующими причинами: 1) статистическими флуктуациями в потерях энергии; Л. Д. Ландау показал⁵, что они происходят главным образом из-за образования δ -частиц, и рассчитал форму флуктуационной кривой; 2) флуктуациями в числе фотонов, попадающих на фотокатод умножителя; 3) вариациями в длине пути частицы в сцинтилляторе; 4) флуктуациями в коэффициенте усиления фотоумножителя. Применяя хорошие сцинтилляторы с большим световым выходом, чувствительные фотоумножители и регистрируя только такие случаи, когда частицы проходят одинаковые пути в сцинтилляторе, можно значительно уменьшить флуктуации по причинам 2), 3) и 4). Однако от флуктуаций в потерях энергии избавиться нельзя, и в реферруемой работе именно ими в значительной степени определяется наблюдаемая ширина линий. Это ясно видно из рис. 1, в верхней части которого приведено полученное распределение амплитуд импульсов

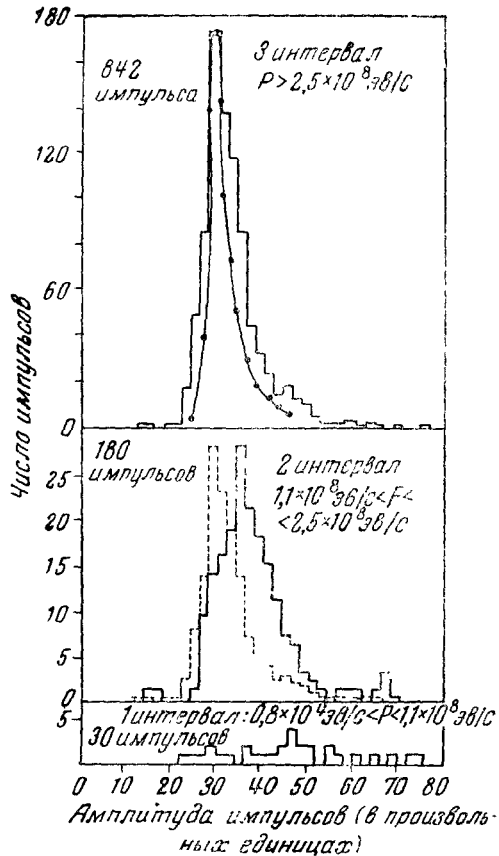


Рис. 1. Распределение амплитуд импульсов в трёх интервалах.

распределение амплитуд импульсов в трёх интервалах.

на экране осциллографа для μ -мезонов, импульсы которых больше чем $2,5 \cdot 10^8$ эв/с (третий интервал). Сплошная кривая, проведенная на этом рисунке, представляет собой флуктуационную кривую Ландау, нормированную экспериментальным распределением по его максимуму. Со стороны малых амплитуд экспериментально полученное распределение хорошо совпадает с кривой Ландау, тогда как со стороны больших амплитуд наблюдается систематическое превышение экспериментального распределения над теоретическим. Полученное расхождение находится за пределами статистических ошибок и объясняется тем, что спектр μ -мезонов на уровне моря простирается далеко в область импульсов, превышающих $2,5 \cdot 10^8$ эв/с. Из формулы Бете-Блоха следует, что для таких мезонов наблюдается медленный логарифмический рост ионизационных потерь с увеличением импульса. Если кривую Ландау построить с учётом этого роста потерь, воспользовавшись при этом известным видом мезонного спектра на уровне моря, то полученное таким образом теоретическое распределение будет в хорошем согласии с экспериментальным. Рассмотрим теперь распределение, отвечающее второму интервалу импульсов. Для сравнения на этом же графике пунктиром нанесено нормированное по максимуму распределение для третьего интервала. Как и следовало ожидать, второе распределение смещено относительно третьего в сторону больших амплитуд. Если среднюю амплитуду, получаемую из распределения 3 принять за 1, то средняя амплитуда из распределения 2 равна $1,20 \pm 0,02$. Выше мы видели, что такого роста ионизационных потерь энергии и следует ожидать на основании формулы Бете-Блоха. Распределение для первого интервала оказывается ещё более смещённым в сторону больших амплитуд и даёт для средних потерь энергии величину $1,54 \pm 0,08$, что также находится в хорошем согласии с формулой Бете-Блоха. Заметим, что для частиц, энергия которых не превышает 10 Мэв, пропорциональность между потерей энергии в сцинтилляторе и его световым выходом является тщательно установленным фактом⁶. Из рассмотренной работы следует, что сцинтиллятор сохраняет свойства пропорционального счётчика и для μ -мезонов космических лучей, обладающих энергиями в сотни мегаэлектрон-вольт и большими.

Вторая работа⁷, выполненная на высоте 3500 м над уровнем моря, заключалась в измерении распределения по величине импульсов, создаваемых космическими лучами в одиночном сцинтилляционном счётчике. При таком использовании счётчик подобен ионизационной камере. Для создания большой сцинтиллирующей поверхности слой сцинтиллирующего вещества толщиной около 0,5 см насыпался в стеклянную кювету диаметром 11 см. Фотоумножитель располагался на расстоянии 8 см от нижнего основания стеклянной кюветы и охлаждался для уменьшения тепловых шумов твёрдой углекислотой. В качестве сцинтиллятора использовались 1) хлопья коммерческого нафталина, 2) хлопья тщательно очищенного антрацена и 3) нафталин, рекристаллизованный из раствора коммерческого нафталина в CS_2 ; он представлял собой компактную массу из мелких кристаллов. После усиления импульсы от фотоумножителя подавались на осциллограф Дюмонд-248, экран которого фотографировался. Чтобы измерить фон, вызываемый шумами в фотоумножителе, между катодом последнего и сцинтиллятором помещался светонепроницаемый фильтр. Этот фон вычитался из измеренного эффекта. Результатом реферированной работы является установление степенной зависимости вида $N(>A) = C \cdot A^{-3,2}$ для числа импульсов $N(>A)$ с амплитудой, большей чем A . Повидимому, большие импульсы в сцинтилляционном счётчике создаются главным образом в результате ядерных расщеплений, происходящих в самом сцинтилляторе или в окружающем его веществе. Такие ядерные расщепления неоднократно фиксировались с помощью неэкранированных ионизационных камер⁷. При этом для распределения величин

импульсов в камере также получалась степенная зависимость с показателем степени, близким к трём. Приведённый результат, полученный со всеми тремя сцинтилляторами, показывает, что сцинтилляционный счётчик подобно ионизационной камере чувствует ядерные расщепления и пригоден для их детектирования. Во второй части работы² была измерена относительная эффективность различных сцинтилляторов к космическому излучению, т. е. относительная величина импульсов, создаваемых на выходе фотоумножителя при использовании различных сцинтилляторов. Для этих измерений, как и в работе², сцинтиллятор помещался в телескоп из счётчиков Гейгера. Относительная эффективность различных кристаллов и жидкостей, измеренная таким образом, приведена в таблице, где эффективность кристалла нафталина принята за 100. Разумеется, приведённые данные характеризуют счётчик в целом, т. е. сцинтиллятор и фотоумножитель.

Вещество сцинтиллятора	Эффективность
Кристаллы:	
Нафталин	100
Антрацен	250
CaF ₂	40
Жидкости:	
Антрацен в бензоле	10
Нафталин в бензоле	15
Терфенил в ксилене	75

Работа³, представляющая наибольший интерес по своим результатам, посвящена исследованию первичного космического излучения. Аппаратура, состоявшая из сцинтилляционного счётчика, телескопа из счётчиков Гейгера, усилителя и осциллографа с фотозаписью, была поднята на шарах-пилотах до высоты 30 км, где оставалась в течение 5 часов. Схема, показывающая относительное расположение и размеры телескопа и сцинтилляционного счётчика, приведена на рис. 2. За всё время измерений на высоте 30 км было зарегистрировано 30 000 импульсов, и на рис. 3 приведено распределение импульсов по амплитудам. Напомним, что импульс, создаваемый релятивистской частицей с зарядом Z , пропорцио-

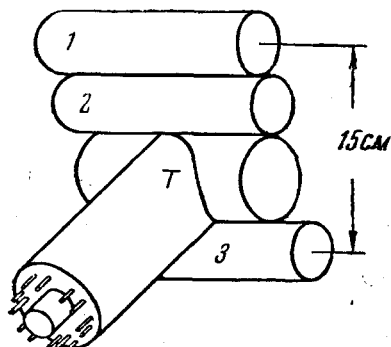


Рис. 2. 1, 2, 3 — счётчики Гейгера. Т — Т-образная труба, в которую смонтированы фотоумножитель и сцинтиллятор.

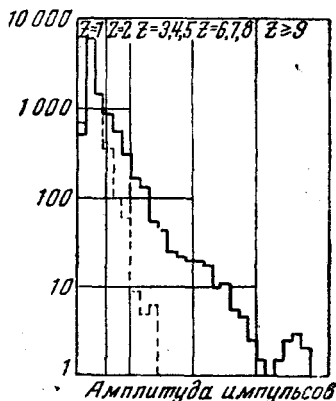


Рис. 3.

нален Z^2 . Поэтому импульсы от быстрых частиц с разным зарядом Z должны попадать в разные места распределения, приведённого на рис. 3: чем больше заряд частицы, тем большие импульсы она создаёт. На рис. 3

показано также, в каком месте спектра должны находиться максимумы распределений для частиц с разными Z . На том же рис. 3 приведено распределение, полученное во время подъема установки между высотами 5 и 16 км (пунктир). Сравнение обоих спектров ясно показывает наличие

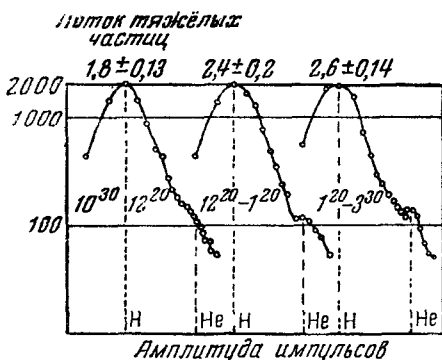


Рис. 4.

числа больших импульсов (см. на рис. 4 «поток тяжелых частиц») они наблюдали заметное увеличение числа α -частиц в спектре. Это видно из рис. 4, где представлены три распределения, полученные в разные часы. Очевидно, что вопрос о дневном эффекте первичного космического излучения имеет большое значение для всех теорий происхождения космических лучей: его существование, окончательно установленное, говорило бы о солнечном происхождении по крайней мере части излучения. Метод сцинтиляционных счетчиков позволит в течение короткого времени получить статистически достоверные данные по этой проблеме, тогда как соответствующие исследования, производимые методом фотопластинок, потребуют весьма продолжительных измерений.

А. Вайсенберг

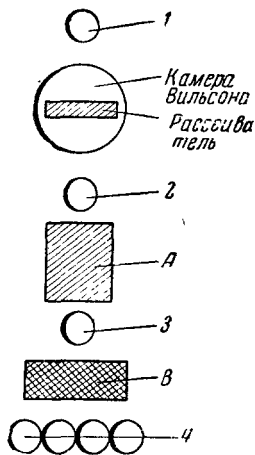
ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. X. Roser and T. Bowen, Phys. Rev. **82**, 284 (1951).
2. D. D. and C. G. Montgomery, Phys. Rev. **80**, 757 (1950).
3. E. P. Ney and D. M. Thompson, Phys. Rev. **81**, 1068 (1950).
4. Росси и Грейзен, Взаимодействие космических лучей с веществом, ГИИЛ, 1948, стр. 15.
5. Л. Д. Ландау, J. Physics USSR **8**, 201 (1944).
6. R. W. Pringle, Nature **166**, 11 (1950).
7. C. G. and D. D. Montgomery, Phys. Rev. **76**, 1482 (1949).
8. J. J. Lord and M. Shein, Phys. Rev. **80**, 304 (1950).

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ μ -МЕЗОНОВ

Определение энергии быстрой частицы по величине многократного кулоновского рассеяния, испытываемого ею в фотоэмульсии, стало в последние годы одним из наиболее распространенных методов в физике космических лучей. В связи с этим имеет большое значение эксперимен-

тальная проверка формулы Вильямса (1939), дающая зависимость между средним квадратом угла многократного рассеяния $\sqrt{\vartheta^2}$ и энергией частицы. В реферируемой работе¹ в качестве быстрых частиц были использованы μ -мезоны космических лучей. Известно, что их ядерное взаимодействие чрезвычайно мало и его вкладом в многократное рассеяние можно полностью пренебречь². Схема опыта приведена на рисунке. Рассеиватель, представлявший собой свинцовую пластинку толщиной в 2,5 см, помещался в середине камеры Вильсона диаметром 30 см. Камера управлялась телескопом, составленным из рядов 1—4 счётчиков Гейгера (см. рисунок). Регистрация мезонов происходила по методу сдвинутых совпадений: расширение камеры происходило при совпадении импульса в ряду 4 со сдвинутым на 1,5 мксек импульсом совпадений 1—2—3. Таким образом выделялись μ -мезоны, прошедшие поглотитель А (130 г/см² свинца), остановившиеся в поглотителе В (7,5 см графита) и испустившие электрон распада, зарегистрированный рядом 4. Энергия таких мезонов лежит в пределах 172—196 Мэв (184 ± 12 Мэв). Всего было сфотографировано 72 случая прохождения μ -мезонов через систему. Измеренные значения проекции среднего угла рассеяния на плоскость хорошо укладываются в гауссовское распределение и дают для среднего угла рассеяния значение $\sqrt{\vartheta^2} = 3,68 \pm 0,4^\circ$. Формула Вильямса для этого случая даёт $\sqrt{\vartheta^2} = 5,7^\circ$. Таким образом, измеренное значение составляет 65% от теоретического. Автор указывает, что этот результат подтверждает работы Л. А. Кульчицкого и Г. Д. Латышева³ и Синка⁴. В работе³ измерялось рассеяние в тонкой свинцовой фольге μ -мезонов и электронов с энергией 2,5 Мэв. Полученное значение $\sqrt{\vartheta^2}$ оказалось равным 89% от теоретического значения. В работе⁴ измерялось рассеяние в свинце μ -мезонов с энергией 55—155 Мэв, и измеренное значение $\sqrt{\vartheta^2}$ было равно 47% от значения, даваемого формулой Вильямса. Возможно, что наблюдаемое расхождение объясняется тем, что теория Вильямса, основанная на борновском приближении, перестаёт быть справедливой для тяжёлых элементов⁵. Это тем более вероятно, что измерения для железа ($Z=26$), произведённые автором, находятся в согласии с формулой Вильямса.



А. Вайсенберг

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Grewe, Proc. Phys. Soc. **64**, 660 (1951).
2. Amaldi E. and Fidencago G., Helv. Phys. Acta **93**, 23 (1950).
3. Л. А. Кульчицкий и Г. Д. Латышев, Phys. Rev. **61**, 251 (1944).
4. M. S. Sinka, Phys. Rev. **68**, 153 (1948).
5. Parzen, Phys. Rev. **80**, 261 (1950).

ПРОТОНЫ В КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА УРОВНЕ МОРЯ

Реферируемая работа¹ заключалась в измерении спектра протонной компоненты на уровне моря. Схема установки, состоящей из двух камер Вильсона, управлявшихся телескопом из счётчиков Гейгера, приведена на рис. 1.

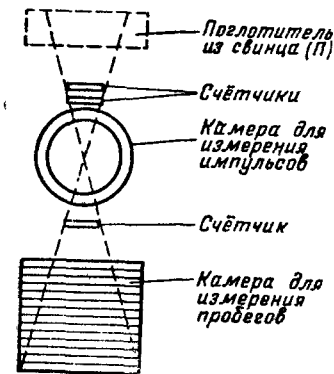


Рис. 1.

Верхняя камера, помещённая в магнитном поле, служила для измерения импульса заряженных частиц, тормозившихся в 14 свинцовых и медных поглотителях, располагавшихся во второй, нижней, камере. Общая толщина этих 14 пластин, выраженная в эквивалентной по тормозной способности толщине свинца, была равна 10 см. Измерения производились при помещении над всей установкой свинцовых блоков толщиной 2, 7, 17 или 48 см. Определение масс частиц, остановившихся в поглотителях нижней камеры, производилось по их пробегу, который определялся номером пластинки, поглотившей частицу (нижняя камера), и по импульсу, измеренному в верхней камере. За всё время измерений были зафиксированы 161 мезон и 72 протона, остановившиеся в поглотителях нижней камеры.

Спектр пробегов этих протонов и мезонов приведён на рис. 2, где по оси абсцисс отложена толщина верхнего свинцового поглотителя Π ,

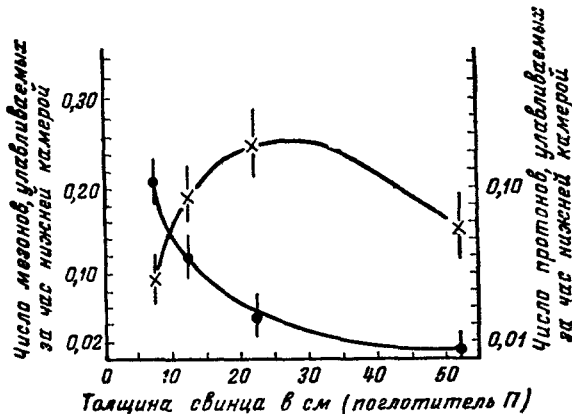


Рис. 2.

установленного над всей системой, а по оси ординат — число частиц, остановившихся в поглотителях нижней камеры.

В этот спектр включены также данные, приводившиеся ранее в работе². Протонный спектр достаточно хорошо описывается формулой

$N(R) = Cl \cdot e^{-\frac{R}{L}}$, где $L = 12$ см, а l — пробег в 1 см свинца. Если подсчитать общее число протонов в этом спектре, то оказывается, что они составляют около 25% от интенсивности мезонов в интервале пробегов 2—48 см свинца. Такая интенсивность протонной компоненты решительно противоречит всем данным о протонах на уровне моря, согласно которым их число должно быть на порядок меньше. Авторы предполагают, что в условиях их опыта имеют место процессы, приводящие к генерации протонов в поглотителе, расположенном над прибором. Основным процессом такого рода может явиться генерация протонов быстрыми нейтронами. Известно, что даже на уровне моря есть заметное число нейтронов, энергия которых достаточна, чтобы они смогли генерировать быстрые протоны либо в ядерных расщеплениях, либо в процессе обмена зарядом с нейтроном. Такое явление генерации протонов нейтронами наблюдалось на высоте 3250 м А. И. Алиханьяном, М. И. Дайоном и В. М. Харитоновым³.

Для проверки правильности этого предположения о генерации протонов нейтральной компонентой авторы произвели измерение поглощения протонного пучка в поглотителе, расположенном в нижней камере. В этом случае генерационные явления от нейтральной компоненты полностью исключаются. Измеренная кривая поглощения в полулогарифмическом масштабе приведена на рис. 3, где для сравнения показан также спектр протонов из рис. 2. Мы видим, что спектр протонов, для которого генерационные явления выключены (1), падает значительно быстрее, чем спектр 2. Если, однако, подсчитать интенсивность протонов по спектру 1, то оказывается, что число таких протонов равно примерно 7% от интенсивности мезонов, что значительно превосходит по величине все имеющиеся экспериментальные данные об интенсивности протонов на уровне моря. Разность обоих спектров рис. 3 даёт представление об интенсивности процесса генерации быстрых протонов нейтронами на уровне моря.

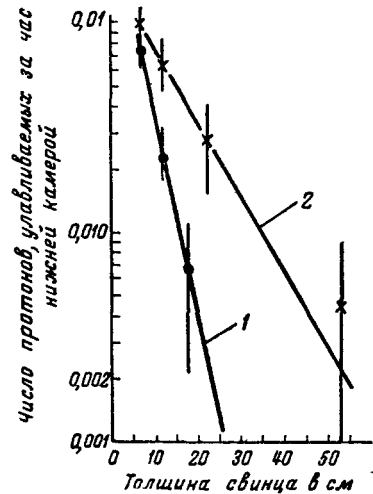


Рис. 3.

А. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Goldwasser, T. C. Merkle, Phys. Rev. 83, 43 (1951).
2. T. C. Merkle, E. L. Goldwasser and R. B. Brode, Phys. Rev. 79, 926 (1950).
3. А. И. Алиханян, М. И. Дайон, В. М. Харитонов, ЖЭТФ 19, 739 (1949).

ГЕНЕРАЦИЯ ПРОТОНОВ γ -ЛУЧАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

До настоящего времени основная масса экспериментальных работ по изучению (γ, p)-реакции относилась к области энергии γ -лучей порядка 20—30 Мэв. Поскольку с дальнейшим ростом энергии длина волны γ -лучей становится меньше размеров ядра, следует ожидать изменения механизма их взаимодействия с ядрами. Следовательно, изучение этого взаимодействия должно пролить дополнительный свет на характер связи нуклонов в ядре. В связи с этим представляет интерес работа¹, в которой исследовалось угловое и энергетическое распределение протонов, вырываемых из ядер различных веществ тормозным спектром γ -лучей с максимальной энергией 320 Мэв. Измерения пробега и углового распределения протонов производились с помощью телескопа из пропорциональных счётчиков, соединённых по схеме совпадений. Толщина мишени выбиралась малой в сравнении с пробегом протонов. Мишень и телескоп могли независимо вращаться вокруг оси, проходящей через центр мишени, что позволяло производить измерения под различными углами к оси пучка γ -лучей.

Для исключения электронного фона, присутствующего вблизи циклотронного пучка, схема совпадения была настроена на регистрацию только достаточно больших импульсов. Срабатывание схемы могло быть вызвано лишь одновременной остановкой (в пределах $\sim 0,5$ мксек) в начале и конце счётчика двух электронов, что представляет собой довольно маловероятное событие. Кроме того, отсутствие совпадений, созданных электронами, подтверждается следующими фактами: а) относительное эффективное сечение пропорционально Z , а не Z^2 ; б) эффективное сечение в Рв падает в области малых энергий из-за кулоновского барьера.

Возможность регистрации частиц другого сорта была исключена исследованием распределения импульсов в счётчике по величине. Случайные совпадения не превышали 15%. Наибольшую ошибку в результаты вносила неопределённость в измерении пробега протонов.

Полученное поперечное сечение было отнесено к эффективному числу γ -квантов, равному полной энергии пучка, делённой на максимальную энергию γ -лучей (320 Мэв).

Энергетический спектр протонов для углерода, меди и свинца, полученный под углом 90° к направлению пучка γ -лучей, изображён на рис. 1.

Зависимость дифференциального сечения от энергии можно в общем виде представить как E^{-S} , где E — энергия протона, а $S = 1,2 \pm 0,1$ для углерода, $1,9 \pm 0,1$ для меди и $2,2 \pm 0,2$ для свинца. Падение сечения для Рв при энергии ~ 10 Мэв связано, по всей вероятности, с кулоновским барьером, препятствующим выходу протонов.

На рис. 2 представлено поведение относительной величины сечения при 40 Мэв под углом 90° для Ве, С, Al, Zn, Cu, Ag, Рв и W. Из рисунка можно видеть, что с точностью, достигнутой в эксперименте, сечение рождения протонов фотонами растёт с увеличением атомного веса пропорционально Z — числу протонов в ядре.

Кроме того, было измерено угловое распределение протонов для Ве, С и Cu при 10 и 40 Мэв.

Для протонов с энергией 10 Мэв сечение близко к изотропному; с увеличением энергии до 40 Мэв наблюдается преобладание протонов, рассеянных вперёд (на углы $< 90^\circ$).

Для объяснения полученных результатов возможны две различные картины механизма взаимодействия γ -лучей с ядром. Первая заключается

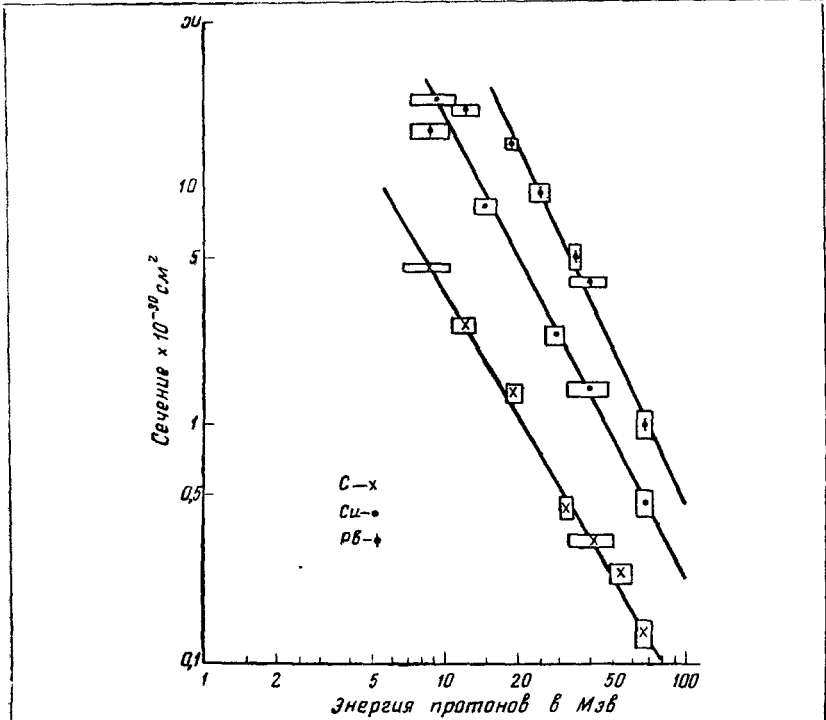


Рис. 1. Энергетическая зависимость сечения для С, Si и Pb при 90°.

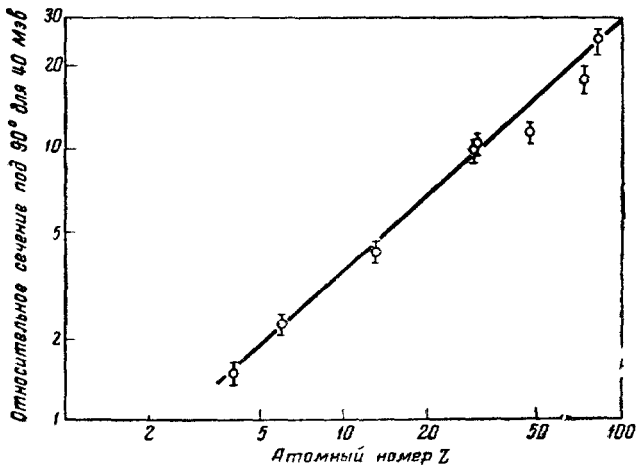


Рис. 2. Относительное сечение как функция атомного номера.

в том, что ядро, поглощая γ -квант, переходит в возбуждённое состояние и затем испускает протон, передавая ему энергию возбуждения. Вторая исходит из того, что γ -квант непосредственно взаимодействует с самостоятельной единицей ядра (протоном, α -частицей и т. д.), которая содержит протон. Экспериментальные данные, по всей вероятности, свидетельствуют в пользу преобладания при энергиях протона > 30 Мэв второго механизма взаимодействия. Это подтверждается как энергетиче-

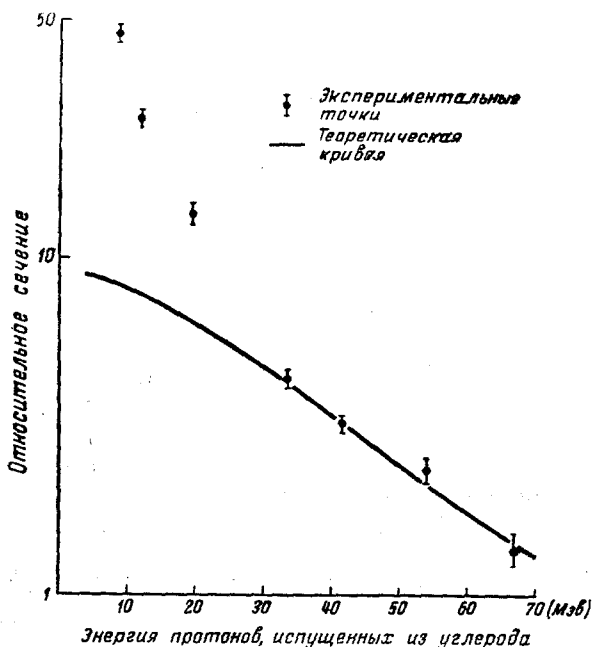


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения.

ской зависимостью (при испарении протонов возбуждённым ядром сечение должно более сильно меняться с энергией), так и наличием в угловом распределении при 40° пика, вытянутого вперёд (в случае первого механизма наблюдалась бы изотропия в угловом распределении).

В заключение в работе, исходя из простых соображений о характере прямого взаимодействия γ -луча с протоном, подсчитаны зависимость сечения от энергии и его абсолютная величина. Результаты расчёта отражены на рис. 3. Ясно видны расхождения подсчётов с данными опыта при малых энергиях. Абсолютная величина сечения, найденная при подсчёте, равна $8,3 \cdot 10^{-28}$ см²; из эксперимента $\sigma = 3,1 \cdot 10^{-28}$ см².

Расхождения авторы объясняют слишком грубым предположением о виде волновой функции протона в ядре, принятым в расчёте².

В. Ф.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. Levinthal and A. Silverman, Phys. Rev. 82, 882 (1951).
2. G. F. Chew and M. L. Goldberger, Phys. Rev. 77, 470 (1950)

РОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ ПРИ ЗАХВАТЕ π^- -МЕЗОНОВ В ВОДОРОДЕ¹

Наблюдаемый экспериментально² спектр фотонов, образовавшихся в результате взаимодействия π^- -мезонов с водородом, содержит две группы γ -лучей, сосредоточенных вблизи 130 Мэв и 70 Мэв. Анализ эксперимента и заключений, могущих быть из него выведенных, осно-

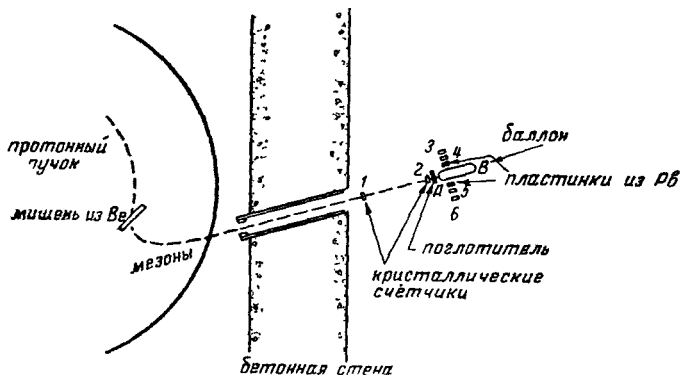


Рис. 1. Экспериментальная установка.

ван на следующих предположениях: а) что γ -лучи вызваны мезонами, б) что эти мезоны останавливаются и в) что γ -лучи малой энергии (70 Мэв) являются продуктами распада нейтрального мезона. В настоящей работе экспериментально подтверждаются эти предположения для группы γ -лучей низкой энергии. Экспериментальная установка изображена на рис. 1.

Мезоны, генерированные в бериллиевой мишени, отклонялись в магнитном поле и направлялись в баллон, наполненный водородом до давления 1,75 атм при 80° К. Измерение интенсивности мезонного пучка осуществлялось с помощью двух кристаллических счётчиков 1 и 2 диаметром 2,5 дюйма, расположенных на оси пучка. Мезоны замедлялись от начальной энергии 80 Мэв в поглотителе А и в баллоне В. С обеих сторон баллона, за свинцовыми пластинками толщиной в полторы радиационные единицы, помещались четыре счётчика (3—6).

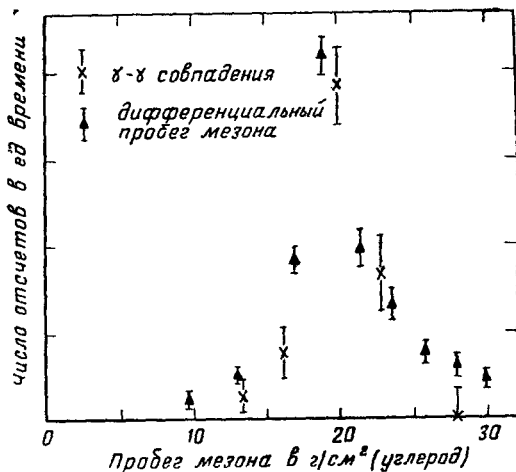


Рис. 2. Скорость счёта γ - γ -совпадений как функция толщины поглотителя.

включённые по схеме совпадений. Совпадения измерялись со свинцовыми пластинками и без них при различных толщинах поглотителя. Скорость счёта без пластинок свинца можно было пренебречь. Это свидетельствовало о том, что совпадения вызывались электронами, которые вырвались из свинцовых пластинок γ -лучами, образовавшимися в результате распада нейтрального мезона. Число отсчётов в случае наполнения баллонов гелием было пренебрежимо мало в сравнении с числом отсчётов при реакции в водороде; это доказывало, что действительно совпадения были обусловлены реакцией в водороде. Наконец, изменение числа отсчётов с толщиной поглотителя, представленное на рис. 2, показывает, что γ -лучи генерировались остановившимися мезонами.

Следовательно, некоторая часть отрицательных мезонов захватывается на орбиты ядра водорода с последующим превращением в нейтральные мезоны.

В. Ф.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sachs and J. Steinberger, Phys. Rev. **82**, 973 (1951).
2. Panofsky, Admon and Hadey, Phys. Rev. **81**, 565 (1951).

ДВОЙНОЙ РАСПАД Re^{186}

Реферлируемая работа¹ была предпринята в связи с существованием неоднозначных данных^{2,3}, относящихся к характеру β -распада и последующего γ -излучения Re^{186} . В частности, не было достоверно установлено, является ли β -спектр Re^{186} простым или сложным.

Для измерения были использованы различные соединения радиоактивного изотопа Re^{186} (окись рения и Re_3Si_2), который был получен путём облучения нейтронами основного изотопа Re^{187} . Распределение электронов по импульсам было исследовано с помощью магнитного спектрометра; оно изображено на рис. 1.

Непрерывная часть электронного спектра, представляющая собой спектр β -электронов, может быть на основе теории β -распада представлена как наложение двух различных β -спектров, отвечающих максимальной энергии электронов $1,02 \pm 0,005 \text{ Мэв}$ и $0,942 \pm 0,008 \text{ Мэв}$ с интенсивностями 74 ± 5 и $27 \pm 5\%$ соответственно.

Анализ трёх наиболее интенсивных пиков (см. рис. 1) электронного спектра показывает, что они обусловлены γ -лучами с энергией $0,136 \text{ Мэв}$, которые вызвали конверсию электронов на K -, L - и M -оболочках осмия (Os^{186}). Энергия этих γ -лучей равна в пределах экспериментальных ошибок разности между верхними границами энергии обоих наблюдаемых β -спектров и соответствует, таким образом, энергии возбуждённого состояния ядра Os^{186} .

Два других пика меньшей величины, обнаруженные на электронном спектре, отвечают, по всей вероятности, электронам, конвертированным с K - и L -оболочек W^{186} γ -лучами с энергией $0,122 \text{ Мэв}$, испускаемыми из возбуждённого состояния вольфрама—другого продукта распада Re^{186} . Это подтверждается также наличием точного равенства между разностью энергий электронов, соответствующих малым пикам ($0,0525$ и $0,110 \text{ Мэв}$), и разностью энергии связи электрона на K - и L -оболочках вольфрама ($E_K^W = 69,2 \text{ кэв}$; $E_L^W = 11,8 \text{ кэв}$). Таким образом, наряду с β^- -распадом Re^{186} в Os^{186} с эмиссией электрона имеет место также радиоактивный переход Re^{186} в W^{186} , обусловленный K -захватом.

На электронном спектре можно видеть ещё одну уширенную линию (в районе 0,046 Мэв), обусловленную, повидимому, Оже-электронами, связанными с К-захватом.

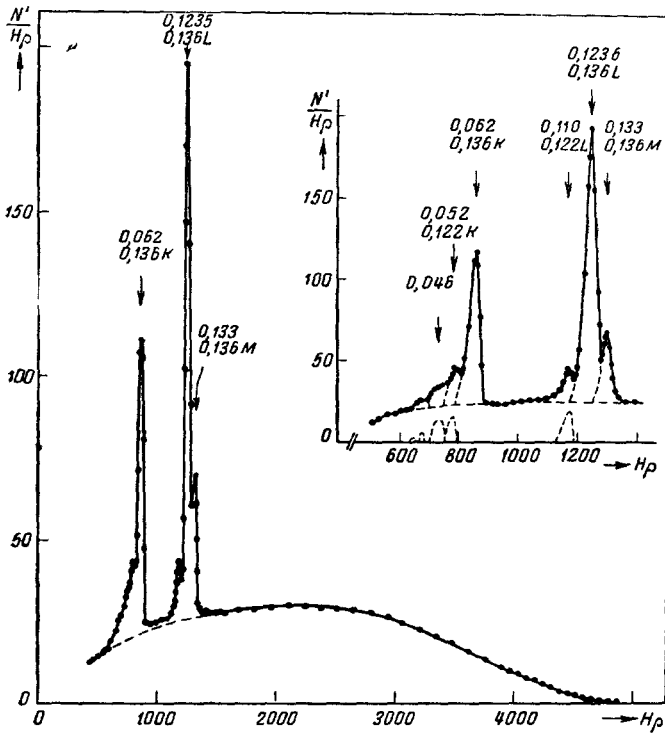


Рис. 1. Электронный спектр Re^{186} . Значения энергии конверсионных линий и соответствующих γ -лучей даны в Мэв.

Интерпретация полученных данных по электронному спектру дана в таблице I.

Таблица I

Энергия электронных линий (Мэв)	Происхождение электронов	Энергия соответствующих γ -лучей	Относительная интенсивность
0,1330	M-оболочка Os	0,1360	0,0154
0,1235	L- » Os	0,1362	0,0800
0,0620	K- » Os	0,1357	0,0485
0,1103	L- » W	0,1223	0,010
0,0525	K- » W	0,1212	0,0059
0,046	Оже-электроны		0,005

Изучение γ -спектра Re^{186} производилось путём наблюдения фотоэлектронов, выбитых γ -лучами из свинцового, золотого и уранового детекторов толщиной 19, 5 и 0,3 мг/см² соответственно.

Результаты изучения обнаруженных при этом электронных спектров систематизированы в таблице II.

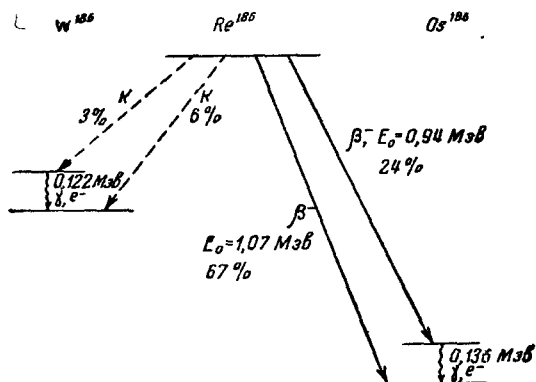


Рис. 2. Схема распада Re^{186} .

Согласно вышеприведённым данным схема распада имеет вид, изображённый на рис. 2. Окончательное подтверждение существования левой

Таблица II

γ -лучи, испущенные Re^{186}

Детектор	Энергия фотоэлектронного пика	Оболочка	Соответствующая энергия γ -лучей	Относительная интенсивность γ -лучей
Pb (19 мг/см ²)	0,048	K	0,136	1,0
	0,120	L	0,136	
	0,132	M	0,136	
	0,035	K	0,123 } 0,122 }	
	0,106	L		
Au (5 мг/см ²)	0,055	K	0,135	1,0
	0,122	L	0,136	
	0,133	M	0,136	
	0,042	K	0,1225 } 0,122 }	
	0,108	L		
U (0,3 мг/см ²)	0,020	K	0,136	1
	0,115	L _I , L _{II}	0,136	
	0,119	L _{III}	0,136	
	0,100	L	0,122 } 0,122 }	

ветви распада Re^{186} , связанной с K -захватом, было получено с помощью экспериментов, в которых наблюдалось число совпадений β -электронов с γ -лучами энергии $0,122$ Мэв и с электронами конверсии. Определение коэффициентов конверсии из отношений интенсивности конверсионных линий дало возможность охарактеризовать γ -лучи как электрические квадрупольные переходы ядер Os^{186} и W^{186} .

Измерения распада Re^{186} , сделанные независимо другими авторами⁴, находятся в хорошем согласии с предложенной здесь схемой распада этого изотопа.

В. Ф.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Steffen, Phys. Rev. **82**, 827 (1951).
2. Beach, Peacock and Wilkinson, Phys. Rev. **76**, 1585 (1949).
3. P. J. Grant and R. Richmond, Proc. Phys. Soc. **62**, 575 (1949).
4. F. R. Metzger and P. D. Hill, Phys. Rev. **81**, 300 (1951).

НОВОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЖЕЛЕЗА МЕХАНИЧЕСКИМ СПОСОБОМ

Общезвестно, что определение гиромагнитного отношения для ферромагнетиков сыграло видную роль в истории развития физических знаний. В частности, оно показало, что почти весь магнитный момент ферромагнетиков связан со спином электрона, а не с орбитальным движением электронов вокруг ядра. Однако тщательные измерения гиромагнитного отношения у различных ферромагнетиков, выполнявшиеся механическими методами, приводили к значениям, несколько превышавшим m/e и различным для различных материалов. Вместе с тем недавние измерения гиромагнитного отношения для ферромагнетиков, выполненные с помощью микроволновой техники, привели к значениям, несколько меньшим чем m/e . Киттель¹ указал, что эти отклонения от значения m/e могут быть объяснены, если предположить, что некоторая, небольшая — около 10% — доля магнитного момента ферромагнетика обусловлена орбитальными моментами атомов. Поскольку этот фундаментальный для теории ферромагнетиков вывод нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке и поскольку между данными измерений различных авторов существуют значительные расхождения, новые тщательные измерения гиромагнитного отношения для чистого железа как механическими, так и микроволновыми методами представляют несомненный интерес.

Такого рода механические измерения были выполнены автором реферлируемой работы² по схеме, в известной мере аналогичной схеме опыта Эйнштейна и Де-Гааза.

Исследуемый образец из чистого железа (99,94% железа), изготовленный в форме цилиндра диаметром 1,5 см и длиной 22 см, подвешивался на унифилярном подвесе, образуя крутильный маятник. На поверхности образца была намотана 14-слойная катушка из тонкой проволоки, по которой пропускался постоянный ток. Маятнику сообщались крутильные колебания, и измерялось изменение амплитуды колебаний в результате изменения момента количества движения образца при изменении направления тока (а следовательно, и намагничивания образца), производившемся в момент прохождения маятника через положение равновесия.

Гиромагнитное отношение в этом случае может быть определено путём независимого измерения изменений амплитуды колебаний крутильного маятника и величины магнитного момента образца при данной силе обтекающего его тока. При этом существенно ввести поправку на магнитный момент и момент количества движения самого электронного тока, намагничивающего образец. Для исключения внешних помех измерения производились в специальном помещении на глубине 10 футов под землёй, причём земное магнитное поле было скомпенсировано с помощью тщательно разработанного электромагнитного устройства точностью до 10^{-5} эрстед. Крутильные колебания наблюдались с помощью оптического рычага, причём расстояние от зеркала до шкалы составляло 52 фута. Положение зайчика определялось с точностью до 0,1 мм.

Магнитный момент образца измерялся одновременно с измерениями амплитуды его колебаний.

В результате статистической обработки многочисленных измерений автор получил для гиромагнитного отношения в случае чистого железа значение

$$G = (1,0278 + 0,0014) \frac{m}{e},$$

что находится в хорошем согласии с более ранними и менее точными измерениями Барнета³:

$$G = 1,031 \frac{m}{e}.$$

Р. Г.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. Kittel, Phys. Rev. **76**, 743 (1949).
 2. G. S. Skott, Phys. Rev. **82**, 542 (1951).
 3. S. J. Barnett, Phys. Rev. **66**, 224 (1944).
-