

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**РАСПАД И ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ОСТАНОВИВШИХСЯ ЗАРЯЖЕННЫХ МЕЗОНОВ**

Г. Б. Жданов

I. ВВЕДЕНИЕ

Большой интерес, вызываемый за последние 10 лет исследованиями космического излучения, связан прежде всего с тем, что именно приходящая на Землю первичная компонента этого излучения предоставила в распоряжение экспериментаторов наиболее мощное естественное орудие для расщепления атомных ядер и выяснения их свойств. Это обстоятельство могло быть по-настоящему оценено лишь после первых крупных успехов ядерной физики. Напомним, что использование α -частиц в качестве «естественных» снарядов привело физиков к открытию нейтрона в 1932 г. Высказанная вслед за этим Иваненко¹ гипотеза о протонно-нейтронном строении ядра поставила в порядок дня проблему ядерных сил, т. е. таких специфических взаимодействий между ядерными частицами, которые должны были существенно отличаться от хорошо известных электромагнитных сил. В 1934 г. Таммом² и одновременно Иваненко³ была выдвинута идея описания этих сил при помощи представлений об испускании и поглощении ядерными частицами, нуклонами, каких-то других, более лёгких частиц. Естественно было привлечь для этой цели известные тогда частицы — электрон и нейтрино, — что позволило как будто непосредственно связать проблему ядерных сил с процессом β -распада ядер. Хотя эта гипотеза и потерпела неудачу из-за огромных количественных расхождений с опытом, тем не менее сама идея решения задачи была в дальнейшем с успехом использована Юкавой⁴. Юкава (1935 г.) предположил существование новой частицы, описываемой обобщёнными уравнениями Максвелла и названной им тяжёлым фотоном. Масса тяжёлого фотона μ могла быть непосредственно выведена из радиуса действия ядерных сил r_0 (с помощью соотношения $\frac{1}{r_0} = \frac{\mu c}{\hbar}$) и должна была быть близкой к 200 электронным массам. Было предположено также, что β -распад является результатом спонтанного распада тяжёлого фотона на электрон и нейтрино, а тогда неизбежно

следовало заключение и о других свойствах новой частицы — однократном заряде того или иного знака и целочисленном спине, а также и о времени жизни (порядка 10^{-8} сек.) относительно процесса спонтанного распада.

Уже в следующем, 1936 г. в опытах Андерсона и Недермейера⁵ с космическими лучами появились первые данные о существовании заряженных частиц с подобной массой, частиц, названных впоследствии мезотронами, или мезонами^{*}). В отношении спина новой элементарной частицы положение осталось неясным до сих пор; единственная из имевшихся пока возможностей изучения спина по большим вторичным ливням, создаваемым мезонами большой энергии, позволяла, как показал анализ Бельского⁷, считать нулевой и половинный спин почти равновероятными. С другой стороны, открытое через несколько лет свойство мезонов распадаться в воздухе, правда, с несколько большим временем жизни, чем ожидалось (порядка нескольких микросекунд), явилось, казалось бы, веским аргументом в пользу тождества тяжёлого фотона или «ядерного мезона» с мезоном космического излучения. Однако удостовериться, что вновь открытые частицы действительно имеют прямое отношение к процессам взаимодействия нуклонов и β -распада ядер, можно было лишь после того, как появились экспериментальные факты, во-первых, характеризующие степень взаимодействия мезонов с ядерными частицами вещества и, во-вторых, выясняющие механизм распада мезона. Все эти свойства могли быть достаточно надёжно исследованы лишь на остановившихся мезонах, как это будет видно из дальнейшего.

Однако некоторые сведения были получены и из опытов с проникающей компонентой космического излучения. Перечислим все эти данные, хотя они не всегда достаточно хорошо согласуются между собой и не все имеют прямое отношение к свойствам определённого типа мезонов^{**}):

1) дополнительное или «аномальное» поглощение мезонов в воздухе по сравнению с плотными веществами, а также барометрический и температурный эффекты для жёсткой компоненты, трактуемые как результат спонтанного распада со временем жизни $1-3$ мсек⁸;

2) дополнительное рассеяние мезонов на ядрах вещества по сравнению с соответствующими расчётами по чисто электромагнитному резерфордскому рассеянию⁹;

^{*}) Данные 1936 г. показывали лишь, что масса новой частицы имеет промежуточное значение между массой электрона и протона. Тот факт, что эта масса близка к $200 m_e$, был впервые установлен в работах других авторов⁶ в 1937 г.

^{**}) Следует здесь же указать, что проникающую компоненту отнюдь нельзя отождествлять, как это делалось ранее, с достаточно энергичными мезонами определённого типа. В неё входят, в частности, и протоны.

3) размножение в веществе^{10—12} проникающих частиц, возникающих в так называемых «особых ливнях» из свинца, т. е. ливнях взрывного характера, состоящих из электронов и проникающих α -частиц;

4) целый ряд свойств широких атмосферных ливней, не укладывающихся в рамки каскадной теории и приводящих к гипотезе о ядерно-каскадном происхождении этих ливней с участием, возможно, каких-то ядерно-взаимодействующих мезонов^{13—14};

5) излом степенного спектра жёсткой компоненты при энергиях около $6 \cdot 10^{10}$ eV, которой возможно объяснить³⁴ происхождением обычных мезонов за счёт распада короткоживущих мезонов с сильным ядерным взаимодействием.

Для выяснения характера ядерного взаимодействия мезонов большое значение имеют также все исследования явлений генерации мезонов. В частности, предполагавшаяся в обычной теории ядерных сил большая вероятность поглощения остановившихся мезонов ядрами приводит к заключению и о больших эффективных сечениях обратного процесса — непосредственной генерации одиночных мезонов первичной протонной компонентой космического излучения. За последние годы собран большой фактический материал о генерации различных проникающих частиц, однако лишь незначительная часть всех случаев заведомо имеет прямое отношение к «обычным» мезонам с массой $200 m_e$ и временем жизни 2 мксек. Ограничимся здесь лишь кратким перечислением основных экспериментальных данных:

1) исследования Вернова с сотрудниками¹⁵, согласующиеся с гипотезой о генерации проникающих частиц со временем жизни 2 мксек за счёт поглощения первичной протонной компоненты космических лучей;

2) многочисленные наблюдения (на высотах до 10 км) случаев генерации упомянутых выше «особых ливней», также содержащих проникающие частицы^{16—18};

3) рождение медленных мезонов в «звёздах», неоднократно наблюдавшееся как в камере Вильсона¹⁹, так и методом фотопластинок²⁰; установлено также, что вообще значительная доля (20—30%) медленных мезонов со временем жизни 2 мксек на средних высотах атмосферы генерируется с энергиями не выше 100 MeV²¹;

4) «искусственная» генерация мезонов быстрыми протонами и α -частицами, получаемыми при помощи ускорителей^{22, 23}.

К сожалению, при исследованиях перечисленных явлений очень часто можно было сказать о наблюдаемых мезонах лишь то, что это — частицы с массой, промежуточной между электроном и протоном*). В то же время открытия группы советских физиков под

*) Исключение составляют опыты с ускорителями, которые дали (см. ниже) вообще наиболее точные из известных определений масс мезонов двух типов.

руководством Алиханова и Алиханяна (1946—1947 гг.)²⁴ показали, что одной этой характеристики совершенно недостаточно для однозначной идентификации частиц. Путём использования метода магнитного анализа в установке типа изображённой на рис. 1, а авторам удалось наблюдать целый набор частиц с массами в пределах от 30 до 20 000 электронных масс^{25—28}, (см., например, рис. 1, б) как с положительным, так и с отрицательным зарядом. При этом были изучены также некоторые другие свойства вновь открытых частиц, названных варитронами.

Определены, в частности:

1) суммарный поток этих частиц, составляющий на высоте 3 км величину порядка 10% от потока жёсткой компоненты;

2) пробег, обусловленный, в основном, повидимому, ионизационными потерями и составляющий несколько сот метров воздуха или, соответственно, несколько сантиметров Pb у большей части частиц;

3) ионизирующая способность, оказавшаяся в 2—3 раза выше нормальной, что было обнаружено в работах Никитина²⁹ с пропорциональными счётчиками и является следствием достаточно большой массы варитронов и малого их пробега.

Вопрос о происхождении варитронов попрежнему остаётся невыясненным.

Другая группа открытий связана, прежде всего, с исследованиями остановившихся мезонов методом толстослойных фотопластинок. Этот метод, предложенный Мысовским³⁰ и впервые применённый к мезонам другим советским физиком — А. П. Ждановым³¹, был в последние годы усовершенствован и позволил в настоящее время осуществить регистрацию релятивистских частиц. В 1947—1948 гг. Оккиалини и К. Ф. Поуэлл с сотрудниками установили³², что те очень медленные мезоны, которые останавливаются в фотоэмульсии, можно условно разбить на 4 группы: мезоны с массой около 300 m_e , распадающиеся в конце своего пробега на другие короткопробежные мезоны с массой около 200 m_e ; мезоны с массой около 300 m_e , вы-

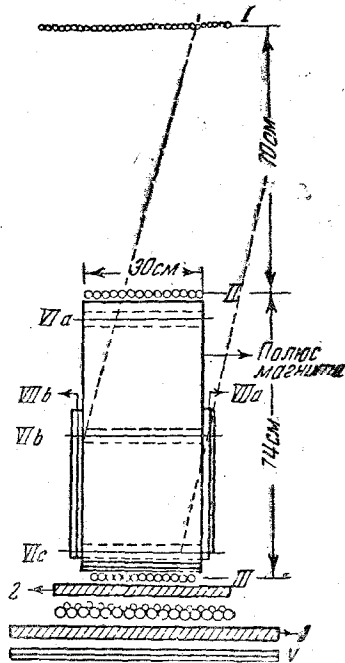


Рис. 1, а. Схема одного из вариантов «масс-спектрографа», применявшегося на Алагезе для исследования масс варитронов. Римские цифры обозначают отдельные группы счётчиков (группы I, II и III давали так называемый «мастер импульс»).

ывающие после остановки ядерные расщепления, и, наконец, последняя группа, состоящая из мезонов с массами в среднем около $200 m_e$,

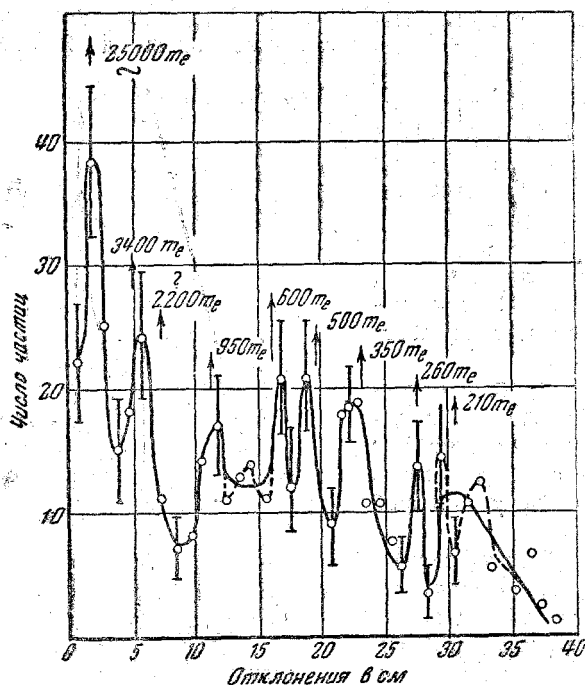


Рис. 1, б. Примерное распределение частиц по их отклонениям в магнитном поле, полученное с помощью прибора, показанного на рис. 1, а. Приведены значения масс, соответствующие различным максимумам на кривой отклонений отрицательных частиц с пробегами от 3,6 до 5,6 см свинца. (Определение массы производилось по максимально возможному значению пробега и значению импульса, отвечающему обрыву данного пика слева.)

расщеплений. Все μ - и ρ -мезоны возникают вследствие распада π - или σ -мезонов и также могут различаться лишь знаками зарядов.

Отложив пока более детальную дискуссию о свойствах указанных мезонов, отметим здесь лишь одно обстоятельство. Первоначальные, весьма неточные определения масс π - и μ -мезонов, произведённые методом счёта проявленных зёрен вдоль следов, дали для отношения

след которых оканчивается в эмульсии, не давая вторичных частиц. Как известно, все эти мезоны получили названия соответственно π -, μ -, σ - и ρ -мезонов. Дальнейшие опыты показали, что μ -мезоны распадаются с испусканием электронов, как и «обычные» мезоны жёсткой компоненты, поэтому мы и будем в дальнейшем именовать для краткости «обычные» мезоны μ -мезонами.

На основании всей совокупности своих данных Оккалини и Поуэла предложили следующую концепцию²⁰: π - и σ -мезоны представляют собой одинаковые частицы, но с зарядами разных знаков, генерируемые нейтронно-протонной компонентой в процессах ядерных

масс $\frac{M_\pi}{M_\mu}$ величину 1,65 и, во всяком случае, существенно большую, чем 1,4. Если учесть, что энергия μ -мезона всегда оказывается близкой к 4 MeV, то следует заключить, что при распаде выделяется ещё только одна нейтральная частица; тогда применение законов сохранения энергии и импульса позволяет выразить массу этой нейтральной частицы μ^0 в долях массы M_μ через отношение $k = \frac{M_\pi}{M_\mu}$.

При $k = 1,65$ и $M_\mu = 200 m_e$ получалось $\mu^0 = 100 m_e$, при $k = 1,4$ $\mu^0 = 60 m_e$, т. е. во всяком случае нейтральная частица не могла быть такой же лёгкой, как нейтрино.

Как будет видно из дальнейшего, последнее заключение оказалось ошибочным из-за слишком неточного определения масс. Однако гипотеза о существовании в космическом излучении нейтрального мезона или нейтретто получила новое обоснование из анализа совсем других явлений^{33, 34}. В частности опыты по исследованию поглощения в атмосфере и плотных веществах компоненты, генерирующей ядерные расщепления, выполненные в 1947—1948 гг. Горбуновым и Чувило³³, показали, что существуют нейтральные частицы, испытывающие, подобно заряженным мезонам, значительное дополнительное поглощение в воздухе.

Повидимому, это объясняется их свойством спонтанно распадаться, что наряду с отсутствием заряда и является характерным признаком нейтретто.

Последняя группа экспериментальных данных^{22, 23, 35} о мезонах нового типа, полученная в 1948 г. при помощи ускорительной методики, явилась, по существу, дальнейшим развитием исследований над π -, σ -, μ - и ρ -мезонами. Применяя в качестве индикаторов те же фотопластинки, исследователи имели в этом случае дополнительные преимущества; во-первых, богатый статистический материал, дающий возможность большой точности в определении масс, и, во-вторых, наличие направленного пучка искусственных мезонов в сильном магнитном поле, что позволяет разделить мезоны обоих знаков. Новый метод исследования очень быстро позволил получить следующие два важных результата:

1) более точное определение масс $[M_\pi \approx M_\sigma \approx (285 \pm 5) m_e, M_\mu \approx (215 \pm 5) m_e, \frac{M_\pi}{M_\mu} = 1,32 \pm 0,01]$ ³⁶ и среднего времени распада³⁷ $\pi \rightarrow \mu$ $[\tau_\pi = (0,9 \pm_{0,2}^{0,3}) \cdot 10^{-8}$ сек.];

2) сильные доводы в пользу первоначальной концепции Поуэлла-Оккиалини о происхождении и природе указанных мезонов.

Однако считать эту концепцию доказанной для космического излучения ещё преждевременно. С одной стороны, вряд ли разумно распространять вывод о двухступенчатом процессе генерации π - и μ -мезонов, сделанный для протонов с энергией 350 MeV на про-

тоны с энергиями 10^9 — 10^{10} eV, характерными для первичного излучения. Кроме того, известные нам свойства π - и μ -мезонов низкой энергии совершенно недостаточны для объяснения упомянутых выше процессов высокой энергии, наблюдаемых в широких атмосферных ливнях и так называемых «особых ливнях» и определяющих собой, повидимому¹⁴, процессы генерации всей жёсткой и мягкой компоненты космических лучей.

II. РАСПАД ОСТАНОВИВШИХСЯ МЕЗОНОВ

Для исследования распада остановившихся мезонов применяется в настоящее время три основных метода: метод запаздывающих совпадений со счётчиками, метод камеры Вильсона с различными системами управления и метод фотопластинок. За последнее время используется также метод годоскопа («магнитный анализ»).

§ 1. Метод запаздывающих совпадений со счётчиками

Идея метода запаздывающих совпадений появилась вскоре после упомянутых выше исследований «аномального» поглощения мезонов в воздухе, показавших, что время жизни мезона должно составлять несколько микросекунд, причём было известно как из теоретических предпосылок, так и из анализа фотографий в камере Вильсона (см. ниже), что одним из продуктов распада является электрон с достаточно большим пробегом.

Для иллюстрации метода запаздывающих совпадений и его особенностей рассмотрим одну из первых установок подобного типа⁸⁸ (рис. 2).

Идея опыта состояла в том, чтобы регистрировать распад мезонов, проходящих сквозь счётчики I и останавливающихся в свинцовом фильтре d, по тем заряженным частицам, которые вылетают из d с некоторым запаздыванием и проходят сквозь группу счётчиков II. Задача решалась при помощи специальной радиосхемы для счёта

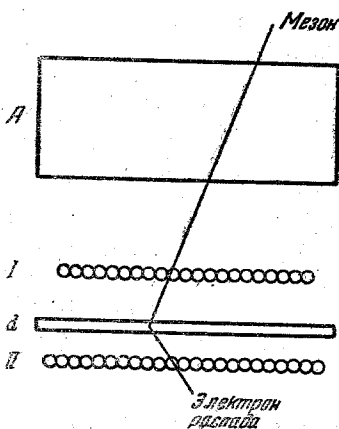


Рис. 2. Схема первой из установок⁸⁸, применявшихся для обнаружения распада остановившихся мезонов.

совпадений, которая в одном канале создавала импульс шириной 20 мксек, сдвинутый на 1,5 мксек, а во втором канале — узкий не сдвинутый во времени импульс. Если присоединить все счётчики I к первому каналу, а счётчики II — ко второму, то срабатывание

нумератора в случае перекрытия обоих импульсов будет означать, что разряд в счётчиках *II* запоздал на время от 1,5 до 21,5 мксек относительно разряда в счётчиках *I*. Опыты Монтгомери с сотрудниками³⁸ окончились неудачей, ибо возможная величина «полезного» эффекта оказалась примерно в 10 раз меньше того, что следовало ожидать из оценки числа мезонов, остановившихся в свинцовом фильтре *d*. Однако эта неудача прекрасно иллюстрирует те основные трудности, которые надо преодолеть в данной методике. Прежде всего следует учесть, что, несмотря на свинцовый блок *A* (рис. 2), фильтрующий мягкую компоненту космического излучения, лишь очень малая доля (порядка 10^{-3}) всех частиц, проходящих через счётчики *I* и *II*, могла относиться к случаю «застревания» мезона в фильтре *d* с последующим испусканием продуктов распада в нужном направлении. Поэтому на искомый «полезный» эффект неминуемо должен был налагаться значительный «фон» от событий двух типов. Во-первых, это были случайные совпадения от прохождения через *I* и *II* двух независимых частиц. Их число при разрешающей способности схемы совпадений, равной 10^{-5} сек., в несколько раз превышало «полезный» эффект от распада остановившихся мезонов. В то же время применявшийся авторами дифференциальный метод исключения случайных совпадений вычитанием эффектов, наблюдаемых при наличии свинцового фильтра *d* и без него, не очень точен, ибо не учитывается влияние фильтра *d* на поток частиц, проходящих через счётчики *II*. Во-вторых, «фон» образовывался за счёт так называемых «ложных» совпадений, вызванных запаздыванием разрядов в самих счётчиках группы *II* при прохождении одной и той же частицы через счётчики *I* и *II* одновременно. Вероятность подобного запаздывания разряда особенно велика в счётчиках, содержащих электроотрицательные газы, а в данном случае применявшиеся счётчики как раз содержали смесь аргона (94%) с кислородом (6%). Конечно, «ложные» запаздывания во много раз меньше для современных счётчиков, не содержащих электроотрицательных газов, однако и до сего времени именно этот эффект определяет собой нижнюю границу (порядка нескольких десятых микросекунды) исследуемых времён распада мезонов.

Из сказанного ясно, почему время жизни мезона τ_0 , составляющее величину порядка 10^{-6} сек., является наиболее подходящим для исследований методом запаздывающих совпадений: при больших значениях τ_0 было бы слишком много случайных совпадений, при меньших значениях τ_0 — слишком много «ложных» запаздываний в счётчиках.

Что касается дальнейших исследований по методу запаздывающих совпадений, то благодаря усовершенствованиям удалось сделать его для целого ряда задач не только наиболее надёжным и точным из всех существующих, но иногда и совершенно незаменимым. Прежде всего, оставаясь в рамках первоначальной идеи совмещения во времени двух сдвинутых друг относительно друга импульсов, удалось

значительно сократить и более точно учесть как случайные, так и «ложные» совпадения. Рассмотрим для примера одну из последних работ в данной области, выполненную автором этих строк совместно с Наумовым³⁹. Здесь соотношение между «полезным» эффектом и случайными совпадениями могло быть сделано гораздо более благоприятным за счёт следующих изменений:

1) выбор оптимального интервала регистрируемых запаздываний ($\Delta t = 1-3$ мксек);

2) замена свинцового фильтра d графитовым, в котором, как будет изложено в дальнейшем, успевают распадаться не только положительные, но и отрицательные мезоны;

3) замена одиночных групп счётчиков I или II на группы двойных совпадений (рис. 3) и применение такой радиосхемы, которая обеспечивает фактическое выключение её частями, одновременно проходящими через все группы счётчиков (за счёт достаточно большого «мёртвого времени» каналов). Кроме того само по себе

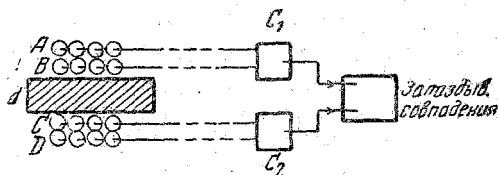


Рис. 3. Схема установки для регистрации остановившихся мезонов по их распаду⁴⁰. Установка регистрирует совпадения C_1 от счётчиков A и B, совпадения C_2 от счётчиков C и D, а затем совпадения C_2 , запаздывающие относительно C_1 .

определение и учёт числа случайных совпадений делается более точно и без затраты какого-либо дополнительного времени на контрольные опыты с убираем фильтров. Для этого достаточно регистрировать на двух нумераторах кроме совпадений двух нормально сдвинутых импульсов от разных ветвей установки C_1 , C_2 , ещё совпадения при дополнительном сдвиге одного из этих импульсов на время порядка 10 мксек. Во втором случае суммарная ширина импульсов, определяющая разрешающую способность схемы, а следовательно, и число случайных совпадений, остаётся неизменной, в то время как число регистрируемых актов распада уменьшается во много раз за счёт экспоненциального закона этого распада и практически выпадает из расчёта.

Для точного учёта «ложных» совпадений можно использовать конфигурацию счётчиков, изображённую на рис. 4, а. Оказывается, что при существующем «мёртвом времени» каналов радиосхемы в данной конфигурации запаздывающие совпадения вызываются почти исключительно эффектом запаздывания разряда в центральной группе счётчиков при прохождении одной частицы через все три группы.

Исследования, выполненные с помощью подобной установки, показали, что наилучших результатов можно добиться со счётчиками, содержащими в качестве наполнителя этилен (в смеси с аргоном), хотя и обычно применяемые в работах американских авторов спиртовые счётчики уже могут дать удовлетворительные результаты.

Наконец, для ряда исследований с данной методикой важно бывает узнать действительное число остановившихся мезонов по числу зарегистрированных электронов распада, т. е. определить эффективность установки. С этой целью производится количественное сравнение наблюдаемого числа запаздывающих совпадений с кривой поглощения жёсткой компоненты, определяемой в той же установке обычным методом «теlescopa», т. е. методом незапаздывающих совпадений.

Для того чтобы не просто зарегистрировать явление распада мезона, но и проследить, каков закон этого распада во времени, метод запаздывающих совпадений был несколько усложнён так, чтобы по возможности точнее (с точностью порядка 0,05 мксек) отмечать промежутки времени между прохождением первичного мезона через одну систему счётчиков и прохождением соответствующего электрона распада через другую систему счётчиков. Эта задача решается либо путём фотографирования соответствующих импульсов на одной и той же развёртке осциллографа совместно с фотографированием калибровочной кривой⁴⁰, либо введением специального радиотехнического устройства, которое даёт в результате наложения указанных двух импульсов некоторый результирующий импульс, зависящий (например, по своей амплитуде) от расстояния во времени для двух начальных импульсов. Последний метод был впервые применён в 1942 г.⁴¹, и с его помощью удалось получить наиболее точные из существующих кривых распада во времени мезонов в различных веществах (алюминий, латунь, свинец). Соответствующая усреднённая кривая (рис. 5, б) достаточно хорошо совпадает с экспонентой

$f(t) = e^{-\frac{t}{\tau_0}}$, с константой $\tau_0 = 2,15 \pm 0,07$ мксек для

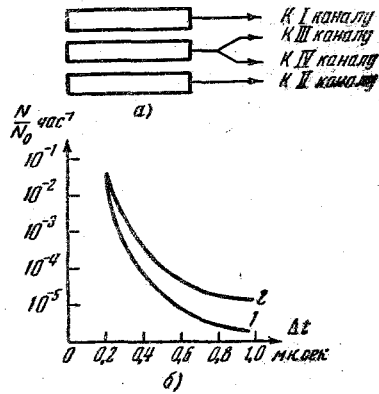


Рис. 4, а). Схема контрольного опыта по определению числа «ложных» совпадений³⁹. Запаздывания N (в долях полного потока частиц через установку, N_0) регистрируются для каналов радиосхемы III и IV по отношению к импульсам в каналах I и II. б). Зависимость чисел «ложных» совпадений от минимального допустимого времени запаздывания Δt . Кривые 1 и 2 относятся к счётчикам различного типа.

времени t от 1 до 10 мксек, и лишь в начальном участке она искажается эффектом запаздываний разрядов в счётчиках. Экспоненциальный характер процесса, одинаковый для всех веществ, свидетельствует о том, что наблюдается действительно процесс спонтанного распада мезонов, при котором вероятность процесса не зависит ни от времени, протекшего после остановки мезона в веществе, ни от природы этого вещества, и является характерной кон-

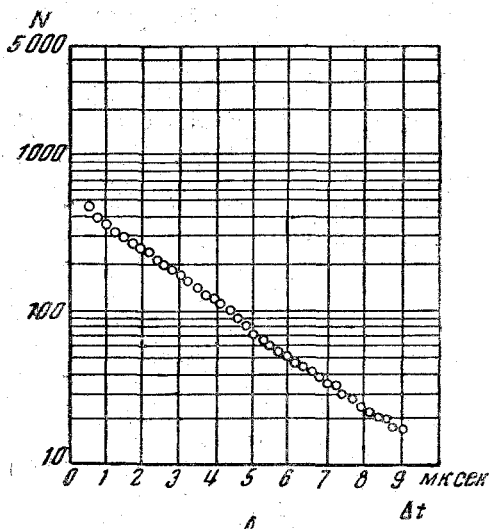
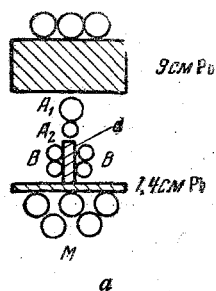


Рис. 5, а). Схема установки для исследования закона распада остановившихся мезонов во времени⁴¹. Установка регистрировала запаздывания Δt разрядов в счётчиках B по отношению к антисовпадениям ($L, A_1, A_2, -M$). б). Одна из полученных авторами дифференциальных кривых распада.

стантой для основной части мезонов, входящих в состав жёсткой компоненты космического излучения.

По поводу полученного закона распада следует сделать несколько замечаний. Во-первых, зависимость распада от времени всегда одинакова лишь для мезонов, покоящихся относительно наблюдателя. Как показали опыты по «аномальному» поглощению движущихся мезонов более или менее фиксированной энергии, для движущихся мезонов оказывается справедливым релятивистский закон преобразования времени $t = t_0 \sqrt{1 - \beta^2}$, а это означает, что при сохранении экспоненциального характера распада время жизни τ изменяется в зависимости от скорости движения $v = \beta c$ по закону $\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, где $\tau_0 = 2,15$ мксек. Этот факт является в настоящее время хотя и не очень точным, но зато наиболее непосредственным подтверждением выводов специальной теории относительности. Во-вторых, зависимость распада от времени, вообще говоря, не зависит от вещества только для положительных мезонов. Как будет видно из дальнейшего (раздел III), отрицательные мезоны с определённой

вероятностью «погибают» и за счёт другого альтернативного процесса, вызванного взаимодействием с ядерными частицами, а это приводит к тому, что в лёгких веществах их распад ещё играет заметную роль, но фактическое время жизни может уменьшиться в большое число раз. В итоге для реально существующей смеси положительных и отрицательных остановившихся мезонов кривая распада во времени уже не является экспонентой, хотя и может быть с некоторой погрешностью «подогнана» под экспоненту; так, например, Тихо⁴² для распада в алюминии получил значение $\tau_0 = 1,78$ мксек, что побудило его в своё время высказать предположение об изменении τ_0 с высотой места наблюдения (данные Нересона и Росси⁴¹, усреднённые для Al, латуни и Pb, относились к уровню моря, данные Тихо — к высоте около 4 км). Что касается реальной зависимости от высоты места наблюдения, то она могла быть связана с примесью мезонов, имеющих другое, хотя и не очень отличное (иначе они не могли быть замечены данной методикой) время жизни. Для проверки этой возможности Росси с сотрудниками⁴³ специально измерили на разных высотах вплоть до 10 тысяч метров соотношения числа актов распада для четырёх интервалов времени:

$$\Delta_1 t = 0,9 - 2,7 \text{ мксек};$$

$$\Delta_2 t = 2,7 - 4,5 \text{ мксек};$$

$$\Delta_3 t = 4,5 - 6,3 \text{ мксек};$$

$$\Delta_4 t = 6,3 - 8,1 \text{ мксек}.$$

Результаты Росси, представленные на рис. 6, показывают, хотя и с не очень хорошей точностью, что время жизни от высоты, повидимому, не зависит, а следовательно, примесь мезонов с несколько иными временами жизни представляется маловероятной. (Этот вывод, однако, не имеет места для возможных распадов со временами $\tau_0 \leq 10^{-7}$ сек. и $\tau_0 \geq 10^{-4}$ сек.)

Последний вопрос, который имеет большое значение для всей методики запаздывающих совпадений, состоит в том, насколько время жизни τ_0 является специфическим именно для обычных мезонов с массой $200 m_e$, и не встречается ли среди других вновь открытых типов мезонов точно таких же времён жизни. К сожалению, сказать что-либо окончательное на этот счёт пока нельзя; некоторые данные, полученные с помощью камеры Вильсона и методом магнитного анализа, будут приведены ниже.

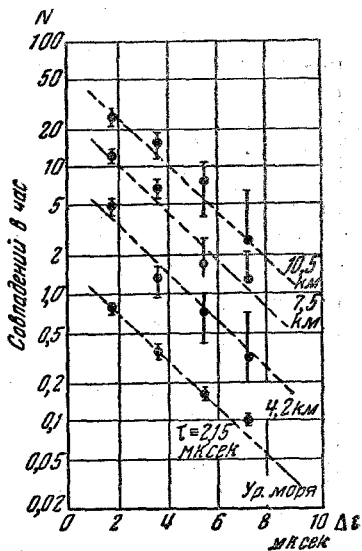


Рис. 6. Дифференциальные кривые распада остановившихся мезонов на разных высотах⁴³.

Помимо изучения закона распада мезонов во времени метод запаздывающих совпадений может дать и уже дал некоторые важные сведения о природе и свойствах продуктов распада. В этой области он является весьма важным дополнением к исследованиям с камерой Вильсона и не только с точки зрения вспомогательной аппаратуры для управления камерой, но и с точки зрения получения достаточно статистического материала.

Как и в опытах с камерой Вильсона, здесь прежде всего представляется возможность исследования заряженных продуктов распада.

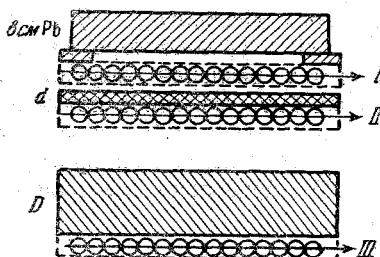


Рис. 7. Схема установки для исследования распада мезонов методом запаздывающих совпадений (Жданов и Хайдаров⁴⁴). Мезоны, останавливающиеся в фильтре d , регистрируются счётчиками I , заряженные продукты распада — счётчиками II и III .

С этой целью естественно было заняться изучением поглощения продуктов распада в различных веществах. Одна из установок, предназначенных для подобных исследований и принадлежащая автору этих строк⁴⁴, изображена на рис. 7*). В этой установке верхняя группа счётчиков (I) регистрирует мезоны, останавливающиеся затем в фильтре d , а электроны распада регистрируются на совпадениях двумя группами счётчиков (II и III) с фильтром D между ними. Изменение толщины фильтра D и его состава позволяло, во-первых, выяснить, действительно ли заряженные продукты распада испытывают большие радиационные потери, как это полагается,

для электронов с энергиями в десятки MeV, и, во-вторых, проверить, можно ли согласовать кривую поглощения этих электронов с предположением о единой их энергии, равной в точке распада 50 MeV, как это следовало из общепринятых представлений. Соответствующие экспериментальные кривые поглощения в свинце (кривая 1) и графите (кривая 2) приведены на рис. 8, причём масштабы по оси абсцисс приведены в обоих случаях к толщине вещества, эквивалентным с точки зрения ионизационных потерь.

Что касается существенной роли неионизационных потерь для продуктов распада, то это обстоятельство наглядно иллюстрируется уже чисто качественным сопоставлением обеих экспериментальных кривых поглощения между собой. Количественное сравнение кривых 1 и 2 показывает, что возможная доля частиц, обладающих только ионизационными потерями (и, следовательно, массами свыше 3—5

*) Исследования с подобной методикой были за последнее время выполнены так же другими авторами^{45, 46}, причём полученные данные, относящиеся все к уровню моря, хорошо согласуются с изложенными ниже результатами для высоты около 4 км.

электронных масс), составляет в общем числе заряженных продуктов распада не более 20—25%. Эта оценка позволяет заключить, что при условии однотипности механизма всех распадных процессов с данным временем жизни продуктами распада в условиях данной ме-

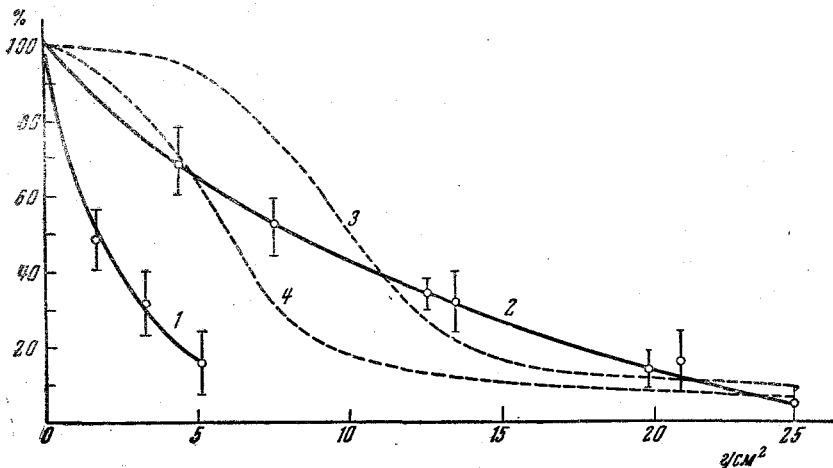


Рис. 8. Кривые поглощения заряженных продуктов распада мезонов в фильтре D установки, показанной на рис. 7. 1 — экспериментальная кривая поглощения в свинце, 2 — экспериментальная кривая поглощения в графите, 3 — расчетная кривая поглощения в графите, $E_0 = 50$ MeV, 4 — расчетная кривая поглощения в графите, $E_0 = 25$ MeV.

тодики по крайней мере в основном являются электроны, а не какие-либо лёгкие мезоны *).

Перейдём теперь к ответу на второй вопрос — об энергии заряженных продуктов распада; оказывается, даже в том случае, если всё это — электроны с энергией 50 MeV, кривая поглощения имела бы отнюдь не ступенчатый, но довольно размытый характер, связанный не только с наличием определённого углового распределения этих электронов, но и с целым рядом процессов, усложняющих характер их поглощения в веществе, даже таком лёгком, как графит.

Для того, чтобы рассчитать кривые поглощения электронов определённой энергии и, следовательно, определённого среднего пробега, требуется помимо углового распределения (принимаемого естественно изотропным, поскольку речь идёт о распаде остановившихся ча-

*) Данная методика отличается, в частности, от метода толстослойных фотопластинок тем, что она не в состоянии обнаружить наличие промежуточных, быстрораспадающихся продуктов первоначального распада, имеющих малые пробеги в веществе.

стиц) учесть ещё пять факторов, ведущих к «размытию» кривой поглощения. Ограничимся здесь перечислением этих факторов:

1) флуктуации пробегов, связанные с резерфордовским (многократным) рассеянием электронов;

2) рассеяние (в основном одиночное) на большие углы, выводящее электроны за пределы телесного угла, определяемого расположением счётчиков II и III на рис. 7;

3) флуктуации пробегов, связанные с радиационными потерями;

4) эффект конверсии фотонных тормозного излучения в электроны;

5) аннигиляция движущихся позитронов, составляющих около половины всех продуктов распада.

Результат подобного расчёта приведён в виде кривой (3) на рис. 8, где дана для сравнения также расчётная кривая (4), соответствующая поглощению электронов распада с начальной энергией 25 MeV.

Как видно из сопоставления с экспериментальной кривой (2), последнюю можно удовлетворительно объяснить только в том случае, если допустить, что энергетический спектр электронов распада не ограничивается какой-либо одной энергией, но размыт в пределах от 45—55 MeV по крайней мере до 15—25 MeV*). При этом графическое вычисление средней по спектру энергии электронов распада по экспериментальной кривой 2 в сопоставлении с кривыми 3 и 4 даёт величину 30—35 MeV.

Полученные данные о характере спектра электронов распада невозможно согласовать с принятым ранее представлением о распаде мезонов (имеющих, как известно^{47, 74}, в своём большинстве массу, несколько превышающую 200 m_e) на две частицы, в частности электрон и нейтрино. С другой стороны, этот вид спектра легко можно объяснить с точки зрения распада на три частицы — электрон и две нейтральные. В частности, если такими нейтральными частицами являются нейтрино, то при учёте законов сохранения энергии и импульса легко показать, что электроны должны иметь максимальную энергию, равную $\frac{1}{2} \mu c^2$, т. е. около 55 MeV. При анализе более сложной возможности, состоящей в распаде на электрон, нейтрино и нейтральный мезон или нейтретто с массой $\mu^0 (\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \mu^0)$, для определения максимальной энергии электронов в спектре E_{\max}

*) Строго говоря, единой энергии E_0 электронов распада не должно было быть уже вследствие своеобразного «доплеровского» эффекта для отрицательных мезонов, движущихся вблизи атомного ядра на соответствующих K -оболочках. Однако, как показали соответствующие расчёты⁴⁸, обусловленное этим эффектом относительное «размытие» энергий электронов при распаде на электрон и нейтрино имеет величину около $\frac{Z}{137} E_0$, т. е. около 2 MeV в случае графита ($Z = 6$).

также можно воспользоваться законами сохранения энергии и импульса, согласно которым

$$E_{\text{макс}} = \frac{\mu c^2}{2} \left[1 - \left(\frac{\mu^0}{\mu} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где μ и μ^0 — соответственно массы первоначального мезона и нейтретто. При этом значению $E_{\text{макс}} = 45 \text{ MeV}$ соответствует масса $\mu^0 \approx 70$, и таким образом, все значения масс нейтретто от 0 до $70 m_e$ при данном методе определения $E_{\text{макс}}$ можно считать одинаково возможными.

Что касается общего вида электронного спектра при распаде по схеме $\mu \rightarrow e + \nu + \mu^0$, то он был впервые вычислен из довольно естественных предположений в работе Горовитца с сотрудниками⁴⁹, несколько обобщивших обычную теорию β -распада. При этом оказалось, что средняя энергия электронов в спектре \bar{E} должна лежать в пределах $(0,6 - 0,7) E_{\text{макс}}$, а «размытие» спектра, характеризуемое величиной $\Delta E = \sqrt{(\bar{E})^2 - (E^2)}$, составляет около $0,2 E_{\text{макс}}$. И то и другое свойства спектра хорошо согласуются как с приведёнными выше результатами, так и с данными камеры Вильсона, изложенными ниже.

В связи с вопросом о механизме распада весьма актуальной являлась проверка того, что участвующие в нём несомненно нейтральные частицы не есть фотоны. Это важно также и для подсчётов той энергии, которая передаётся при распаде мезонов равновесной мягкой компоненте космических лучей. Как известно⁸, экспериментально последний вопрос до сих пор ещё не решён сколько-нибудь удовлетворительно; хотя сейчас и стало уже совершенно ясно⁵⁰, что по крайней мере на средних и больших высотах эта энергия явно недостаточна для объяснения всей наблюдаемой мягкой компоненты, тем не менее правильно оценить долю равновесной компоненты представляется в ряде случаев весьма существенным.

Попыткам обнаружения фотонов, испускаемых при распаде, было посвящено три работы. В первой из них⁵¹ с помощью установки, схематически изображённой на рис. 9, сравнивалась частота двух событий: с одной стороны, запаздывающий (по отношению к счётчикам А) разряд одной из групп счётчиков В или С и, с другой стороны, одновременный разряд счётчиков В и С с запаздываниями в тех же пределах ($\Delta t = 0,6 - 5,3 \text{ мксек}$). Измерения показали, что события второго типа регистрируются примерно в 65 раз реже, чем события первого типа, и целиком могут быть объяснены случайными совпадениями, а не

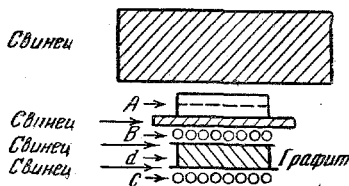


Рис. 9. Схема установки для обнаружения запаздывающих фотонов (вместе с электронами) при распаде мезонов⁵¹. Регистрировались совпадения (В, С), запаздывающие относительно совпадений (А, В) на время $\Delta t = 0,6 - 5,3 \text{ мксек}$.

испусканием электрона и фотона (в противоположных направлениях) при распаде мезона.

Следующая работа⁵², в которой, исследовался распад уже не в графите, а в лагуни (т. е. только для положительных мезонов вместо мезонов обоого знака, как будет ясно из дальнейшего), привела к столь же отрицательному результату, но с большей полнотой. Достоинствами этих измерений (см. схему установки на рис. 10) являлись: более широкий интервал исследуемых запаздываний (от 1,2 до 8,0 мксек), большая и притом количественно оценённая вероятность конверсии в свинце фотонов, регистрируемых группами счётчиков *D* и *E*, и, наконец, лучшая статистическая точность измерений, связанная с тем, что запаздывающие фотоны могли регистрироваться независимо от электронов. В результате этих из-

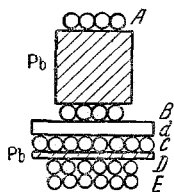


Рис. 10. Схема установки для обнаружения запаздывающих фотонов от остановившихся мезонов⁵². Регистрировались антисовпадения (*D*, *E*, —*C*), запаздывающие относительно совпадений в счётчиках (*A*, *B*) на время $\Delta t = 1,2 - 8,0$ мксек.

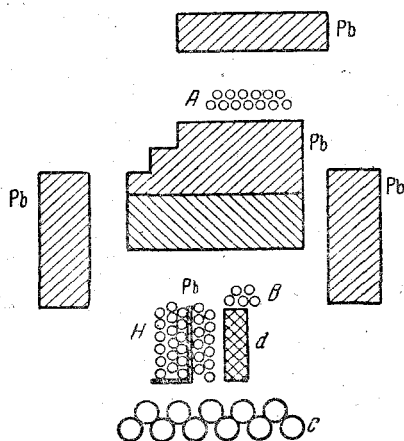


Рис. 11. Схема установки, с помощью которой исследовалась возможность испускания фотонов при остановке мезонов в железном фильтре (*d*)⁵⁴. Антисовпадения (*A*, *B*, —*C*) играли роль запускающего мастер-импульса, остальные группы счётчиков — годоскопические.

мерений авторы смогли с уверенностью отвергнуть возможность того, что в каждом акте распада мезона (со средним временем жизни 2 мксек) испускается фотон с энергией не менее 15 MeV. С другой стороны, указанные фотоны могли бы появиться не непосредственно в акте распада, а за счёт вторичного двухфотонного распада участвующих в процессе нейтральных мезонов со временем жизни не свыше 10^{-10} сек. Поэтому изложенный результат делает маловероятным также участие в распаде достаточно тяжёлого ($\mu^0 \geq 60 m_e$) нейтретто с целым спином. Действительно, теория предсказывает⁵³ для таких частиц весьма большую вероятность спонтанного двухфотонного распада при условии достаточно сильного взаимодействия с нуклонами, подчиняющимися уравнению Дирака.

Наконец, третья работа на ту же тему, принадлежащая Пиччиони⁵⁴, также показала отсутствие протонов при распаде положительных мезонов, остановившихся в железе, независимо от времени жизни для этого процесса. С этой целью установка (рис. 11) была дополнена небольшим годоскопом из пяти групп счётчиков *H*, который позволял более надёжно установить направление движения фотона и тем самым исключить случайные совпадения. Снова отрицательный результат опыта позволил автору сделать заключение об отсутствии фотонов не только при распаде, но и при процессах захвата мезонов, о чём будет упомянуто ниже в связи с дальнейшим изложением.

§ 2. Метод камеры Вильсона

По сравнению с методом, изложенным выше, исследования с камерой Вильсона страдают одним основным недостатком: рабочий объём камеры обычно не позволяет использовать для исследования остановившихся в нём мезонов сколько-нибудь значительных количеств вещества и тем самым сильно ограничивает возможное число наблюдаемых случаев распада. Так, например, при средних размерах камеры (диаметр около 30 см) её рабочий объём можно перегородить пластинками с общим эффективным количеством вещества порядка 100 г; в то же время для установок со счётчиками в методе запаздывающих совпадений удаётся без труда исследовать распад мезонов на площадях порядка нескольких тысяч квадратных сантиметров и, следовательно (при тех же толщинах слоёв, что и в камере), при эффективных количествах вещества до 10 кг. Если учесть, что на уровне моря в каждом грамме вещества останавливается около 0,05 мезона в час²¹ и лишь часть из них даёт следы электронов распада, пригодные для измерений энергии, то становится ясным, почему число исследованных случаев распада в пластинках камеры Вильсона до самого последнего времени ограничивалось одним-двумя десятками*). Число фотографий, показывающих распад мезона в газе камеры Вильсона, ещё меньше — оно измеряется единицами, причём время жизни мезона было установлено всего лишь в единственном случае⁵⁵. В то же время почти в каждой из работ, выполненных по методу, изложенному выше, случаи распада регистрировались тысячами, без чего невозможно было бы достаточно точно изучить законы распада во времени для разных веществ и мезонов разного знака. Вторая, уже не принципиальная, особенность большей части исследований с камерой Вильсона, особенность, которая может считаться и недостатком и преимуществом, в зависимости от постановки задачи, состоит в том, что при наблюдении всего трека электрона распада внутри камеры нельзя зарегистрировать промежуток времени,

*) Исключение представляет лишь недавняя работа⁶⁵, в которой получено 75 треков электронов распада.

в течение которого произошёл распад. Это означает, с одной стороны, невозможность надёжного отождествления распадающегося мезона с «обычным» мезоном (по его константе распада), а при исследованиях с пластинками — просто значительную вероятность случайного совпадения двух генетически не связанных событий; с другой стороны, отсутствие фиксированных интервалов запаздываний электрона относительно первичного мезона позволяет надеяться обнаружить процессы распада любых мезонов независимо от их времени жизни, лишь бы имелись заряженные продукты распада с достаточно большим (для определения энергии и природы частиц) пробегом.

Последней из трудностей в применении камеры Вильсона, хотя также непринципиальной, является трудность одновременного определения энергии и массы продуктов распада: поскольку максимальные значения пробегов электронов распада составляют около 20 г лёгкого вещества (см. рис. 8), то совместить измерения кривизны и пробега, как правило, не представляется возможным и приходится пользоваться тем или иным способом определения энергии частиц, заранее предполагая, что все они — электроны.

Несмотря на всё это, исследования с камерой Вильсона обладают рядом бесспорных преимуществ. Не говоря уже о том, что они дают наглядную картину каждого элементарного акта, представляется возможность знать не только знаки зарядов и энергию частиц, первичной и вторичных, но и их массы и притом не в среднем, а в каждом случае отдельно (хотя получить все указанные величины одновременно практически невозможно).

Приступая к обзору результатов исследований распада методом камеры Вильсона, следует разделить их на несколько групп в зависимости от конкретных особенностей методики и поставленных задач.

Первым по времени явился ряд результатов (начиная с фотографии, опубликованной в 1938 г.⁵⁶), относящихся к распаду в газе камеры Вильсона. При этом вплоть до 1947 г. вообще не возникало сомнений в том, что процесс согласуется с представлением о распаде мезона на электрон и нейтрино. Две фотографии^{57,58}, на которых были вполне надёжно зафиксированы случаи распада мезона в газе свидетельствовали, что мезон действительно может распадаться с испусканием одной быстрой заряженной частицы; при этом масса мезона согласовалась с обычной величиной $200 m_e$, известной из других определений массы⁴⁷, а энергия электрона не противоречила представлению о распаде этого мезона на электрон и нейтрино.

В более поздних опытах подобного рода удалось наблюдать случай «аномального» распада мезона. В 1947 г. на высоте около 9 км получено две фотографии распада положительного мезона, повидимому в газе камеры (аргон), с испусканием позитронов с энергией в пределах 21—28 MeV^{59,60}. При этом массы первичных мезонов определялись весьма неточно, но в одном из случаев значение массы, близкое к $100 m_e$, почти исключалось. Аналогичная картина распада

наблюдалась в 1948 г.⁶¹, но уже на высоте около 4 км и с энергией позитрона около 15 MeV.

Более многочисленны наблюдавшиеся рядом авторов случаи распада в пластинках, помещённых в камере Вильсона, причём в одних

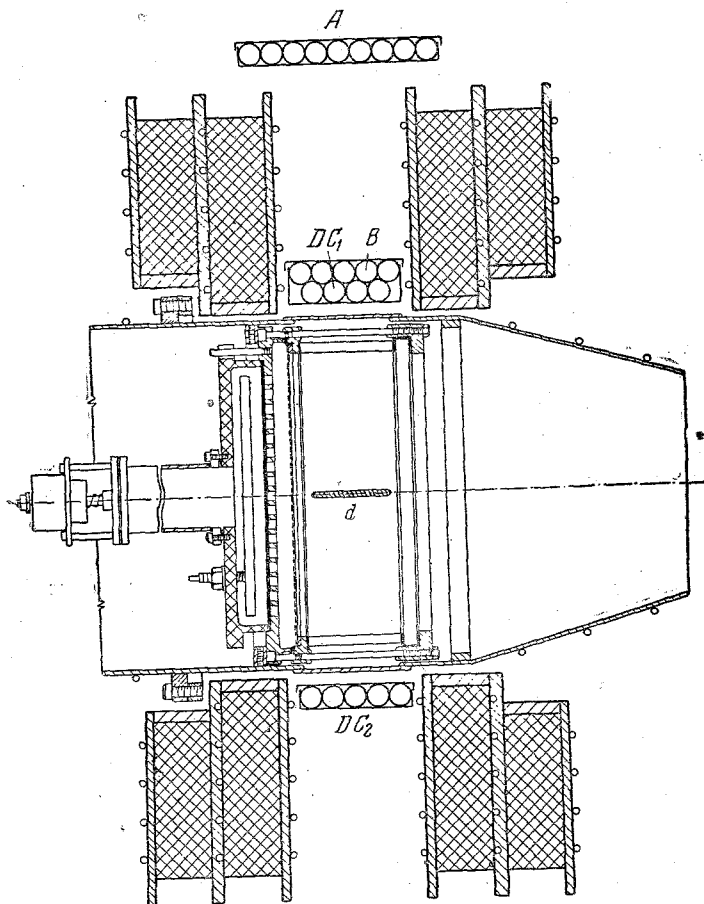


Рис. 12. Схема камеры Вильсона, применённой для исследования энергий электронов распада. Мезоны, останавливающиеся в камере и пластинке d , регистрируются «телескопом» (A, B), электроны распада (запаздывающие на время $\Delta t = 0,7 - 4,7$ мксек) — счётчиками DC_1 или DC_2 .

работах^{62, 63} энергия электрона определялась из анализа его рассеяния (вычисление угла отклонения в нескольких тонких пластинках), а в других опытах^{64, 65} — по радиусу кривизны трека в магнитном поле. Только в одной из работ⁵⁵, относящихся к последнему случаю,

камера Вильсона управлялась запаздывающими совпадениями с интервалом возможных запаздываний $\Delta t = 0,7 - 4,7$ мксек. Схема соответствующей установки показана на рис. 12, где счётчики *A* и *B* предназначены для регистрации мезонов, останавливающихся в алюминиевой пластинке (6 мм Al) или вообще внутри камеры, а счётчики DC_1 и DC_2 — для регистрации электронов распада. Интересно отметить, что в отличие от других исследований здесь почти все случаи распада согласуются с прежними представлениями о единой энергии электронов распада, близкой к 45 MeV. Наиболее полными

из всех исследований распада в камере Вильсона являются, однако, результаты последней работы, выполненной на уровне моря с помощью камеры Вильсона, свободно падающей в магнитном поле 7250 гаусс

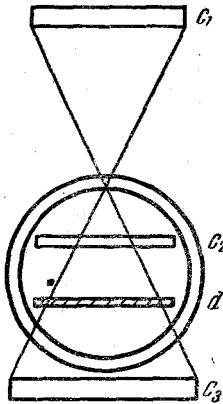


Рис. 13. Схема камеры Вильсона, применявшейся для исследования спектра электронов распада⁶⁵. Камера управлялась антисовпадениями ($C_1, C_2, -C_3$); *d* — пластинка (2 г/см^2 графита), предназначенная для поглощения мезонов.

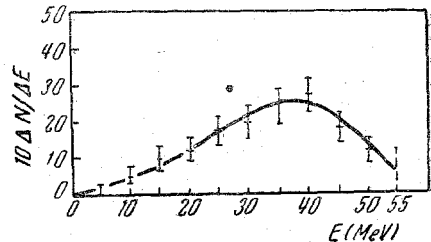


Рис. 14. Энергетический спектр электронов распада, полученный в установке, показанной на рис. 13. По оси ординат нанесены числа электронов, приходящихся на энергетический интервал 10 MeV.

(схему установки см. на рис. 13)⁶⁵. В этой работе удалось определить энергию электронов для 75 случаев распада мезона в графитовой пластине, стенках или газе камеры. В отдельных случаях определялась также масса мезона, оказавшаяся в согласии со значением $210 - 215 m_e$, обычно принимаемым сейчас в качестве наиболее точного. Полученный в работе спектр электронов распада представлен на рис. 14. Авторами вычислена кроме того средняя энергия электронов распада, близкая к 34 MeV, и масса мезона μ [равная $(217 \pm 4) m_e$] в том предположении, что в распаде участвует два нейтрино*).

*) Если, наоборот, задаться значением массы мезона $\mu = (215 \pm 5 m_e)$, то из верхней границы спектра электронов $E_{\text{макс}} = 55 \text{ MeV}$ следует, что максимально допустимая масса μ^0 любой из нейтральных частиц, участвующих в распаде, не может превышать $30 m_e$ [см. уравнение (1)].

Наконец, в последнюю группу опытов можно условно отнести те, в которых распад мезона происходил вне камеры Вильсона. В одной работе, выполненной с установкой, изображённой на рис. 15⁶⁵, ставилась совсем новая задача — оценить массы тех мезонов, которые распадаются в фильтре d в интервале времён 1—10 $\mu\text{сек}$. При этом счётчики 1, 2 и 3 вместе с камерой Вильсона в магнитном поле служили для регистрации падающих на d мезонов с определённым интервалом пробегов и измеренными по кривизне треков значениями импульсов; счётчики 4 ре-

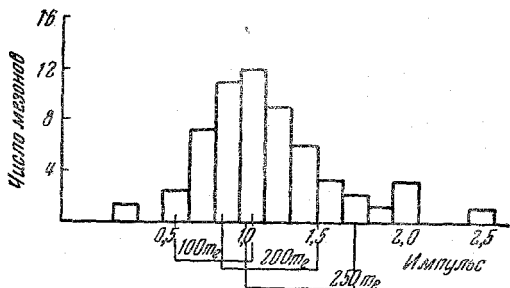
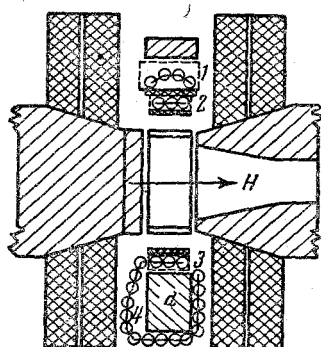


Рис. 15. Схема камеры Вильсона, применённой для исследования масс и знаков мезонов, распадающихся в различных веществах (фильтр d) со временем жизни около 2 $\mu\text{сек}$. Камера управлялась разрядами в счётчиках 4, запаздывающими на время $\Delta t = 1 - 10 \mu\text{сек}$ относительно совпадений (1, 2, 3).

Рис. 16. Спектр импульсов мезонов, полученный в установке показанной на рис. 15, для случая распада отрицательных мезонов в графите. На графике отмечены интервалы допустимых значений импульса для мезонов с массами 100, 200 и 250 m_e .

гистрировали электроны распада. Примерное распределение мезонов по импульсам в одной из серий опытов приведено на рис. 16, где даны также пределы значений импульсов, допустимые в данной установке для частиц с массами соответственно 100, 200 и 250 m_e . Как видно из рис. 16, на уровне моря основная часть по крайней мере тех мезонов, которые распадаются со временем жизни 2 $\mu\text{сек}$, имеет массы, близкие к 200 m_e . К сожалению, большой процент (около 15%) случайных и «ложных» запаздывающих совпадений лишает возможности ответить на вопрос, в какой мере запаздывающие совпадения могут вызываться мезонами с массами, лежащими вне указанных выше пределов 100 и 250 m_e . В связи с этим можно сослаться также на работу⁶⁷, в которой с помощью одной камеры Вильсона регистрировался факт распада и измерялся пробег мезона, а импульс измерялся в вышерасположенной камере с магнитным полем. Оказалось, что все пять явно выраженных случаев распада положительных мезонов в свинцовых пластин-

ках нижней камеры давали значения масс, согласующиеся со значением $200-220 m_e$. Наконец, ещё в одной работе⁶⁸, схема установки которой приведена на рис. 17, камера Вильсона управлялась мезонами, останавливающимися в графитовой пластинке d , а энергии электронов распада определялись по числу пройденных ими алюминиевых пластинок в камере (знаками \oplus отмечены группы счётчиков, включённые по схеме антисовпадений). Были измерены энергии трёх электронов распада, равные соответственно 13, 18 и 50 MeV. Авторы считают, что в их установке, повидимому, «отсеивается» заметная доля электронов, вылетающих из d в направлении камеры только из-за того, что энергия их меньше 14 MeV и не позволяет преодолеть стенок всех приборов.

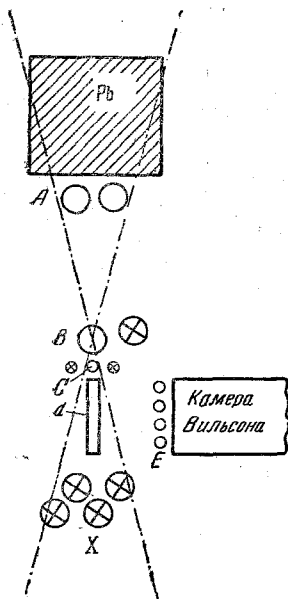


Рис. 17. Схема установки с камерой Вильсона, в которой исследовались энергии электронов от распада мезонов в графитовой пластинке d ⁶⁸. Камера Вильсона управлялась от антисовпадений (A, B, C, E, —X).

Особо следует отметить те весьма немногочисленные случаи, когда в камере Вильсона удавалось, повидимому, наблюдать распадные процессы с участием как нейтральных, так и заряженных мезонов с массами, явно отличающимися от $200 m_e$. В одной из этих работ⁶⁹ авторы утверждают, что в нескольких случаях ими был обнаружен процесс распада на электрон и позитрон нейтрального мезона с массой от 13 до $24 m_e$, входящего в состав проникающей компоненты космического излучения. В другой работе⁷⁰, связанной с исследованием частиц в проникающих ливнях, повидимому, наблюдался один случай

распада нейтрального мезона с массой от 500 до $1600 m_e$ на положительный и отрицательный заряженные мезоны и один случай распада положительного мезона с массой около $1000 m_e$ на нейтральный и более лёгкий положительный мезон. Как будет показано ниже, подобные редкие события удалось зарегистрировать и с помощью других методов исследования.

§ 3. Метод фотопластинок

В настоящее время, после того как разработка высокочувствительных фотоэмульсий⁷¹ позволила надёжно регистрировать релятивистские частицы, метод фотопластинок стал весьма сильным конкурентом камере Вильсона в исследованиях интересующих нас

процессов с остановившимися мезонами. Особенно эффективен он в тех случаях, когда в конце мезонного трека появляются вторичные частицы с короткими пробегами порядка сотен микрон эмульсии, что соответствует пробегам, исчисляемым метрами газа в камерах Вильсона с нормальным давлением. В этих случаях можно получить почти полное представление об элементарном акте, измерив массы и углы вылета всех заряженных частиц. Правда, в отличие от камеры Вильсона определение знаков заряда частиц, как правило, исключено, ибо для получения необходимых отклонений, отличных от явлений рассеяния, потребовались бы слишком сильные магнитные поля, значительно превышающие те 15 000 гаусс, которые лимитируются обычно магнитным насыщением железа. Однако этот недостаток, который практически несуществен, например в опытах с «искусственными» мезонами, компенсируется значительным преимуществом по сравнению с камерой Вильсона — во много раз большим эффективным временем наблюдения. Последнее особенно ценно для явлений с короткопробежными частицами, когда теряются почти все преимущества камеры Вильсона в смысле использования той или иной системы управления.

Помимо возможности собрать большой статистический материал, преимущество непрерывного наблюдения, характерное для фотопластинок, позволяет почти избежать специфических трудностей метода камеры Вильсона, связанных с некоторой неопределённостью в знании абсолютного и относительного эффективного времени наблюдения для частиц с разной ионизацией. Это, в свою очередь, создаёт возможность надёжного определения частоты изучаемых явлений и потоков останавливающихся мезонов, если только принять меры⁷² к достаточному уменьшению влияния фоторегрессии, т. е. постепенного ослабления скрытого изображения следов. Следует учесть, что по сравнению с камерой Вильсона фотоэмульсия представляет значительно меньше возможностей в выборе желаемого и притом однородного по химическому составу вещества, в котором происходят изучаемые процессы. Однако за последнее время и в этом направлении имеются новые достижения на пути использования слоистых фотоэмульсий⁷³.

Закончим общие замечания о методе оценки точности измерений в опытах с фотопластинками по сравнению с камерой Вильсона. Так, например, статистическая обработка данных по рассеянию мезонов, остановившихся в фотоэмульсии, позволяет получить точность определения массы около 10% (см. ниже), в то время как аналогичное по частоте случаев исследование масс мезонов в камере, выполненное Фреттером, даёт по оценке Брода⁷⁴ точность около 2%. При определении энергий отдельных электронов распада оба метода дают в общем одинаковые точности (порядка 10%), хотя принципы определения энергии совершенно различны: в камере Вильсона исследуется обычно кривизна в магнитном поле или пробег в веществе (комбинировать и то и другое удаётся в данном случае редко); в

случае фотопластинок вычисляется средний угол резерфордовского рассеяния.

Переходя к обзору исследований по распаду мезонов, выполненных методом фотопластинок, начнём с одной из последних по времени работ⁷¹, в которой удалось наблюдать около 100 мезонов, остановившихся с испусканием в конце пробега слабо ионизирующей релятивистской частицы. Авторы считают, что все эти вторичные частицы (так называемые η -частицы) суть электроны, а все первичные — обычные μ -мезоны с массой $200 m_e$, составляющие основную часть жёсткой компоненты. В подтверждение своего, пока недостаточно обоснованного мнения они указывают, что в 9 из этих 100 случаев наблюдавшиеся μ -мезоны, в свою очередь, представляли собой продукты распада более тяжёлых остановившихся мезонов (π -мезонов), о которых речь будет идти ниже. Типичная для подобного последовательного распада картина представлена на микрофотографии рис. 18. Анализ рассеяния электронов вдоль трека, видимого в эмульсии зачастую на протяжении порядка тысячи микрон и более, позволил авторам в 20 случаях определить импульсы электронов в точке их рождения. Типичные значения электронных импульсов в энергетических единицах составляли, например, 15 ± 3 ; 20 ± 5 ; 38 ± 6 ; 42 ± 2 ; 48 ± 6 MeV. Эти цифры вполне подтверждают тот непрерывный характер спектра, который следует приписать электронам распада на основании данных, полученных методами запаздывающих совпадений и камеры Вильсона. Более того, авторы работы надеются с помощью дальнейших измерений методом фотопластинок установить форму этого непрерывного спектра, что представляется весьма существенным для суждения о механизме распада.

Остановимся теперь более подробно на распаде π -мезонов, открытых⁷⁵ и исследованных в течение последних двух лет именно методом фотопластинок. Уже в первых исследованиях³² авторы обратили внимание на две характерные особенности подобного процесса: при превращении более тяжёлого остановившегося мезона в более лёгкий отношение масс (измеряемое всегда со значительно большей точностью и надёжностью, чем масса отдельной частицы) остаётся всегда одинаковым в пределах значений 1,3—1,6; кроме того пробег вторичной частицы (μ -мезон) всегда постоянен и близок к 600 μ , что соответствует энергии μ -мезона около 4 MeV. Дальнейшие исследования⁷⁶ с определением масс отдельных частиц по их рассеянию дали следующие значения масс тяжёлого (M_π) и лёгкого (M_μ) мезона: $M_\pi = (260 \pm 30) m_e$; $M_\mu = (205 \pm 20) m_e$. Приведённые значения получены из анализа всего 20 случаев, но, как будет показано ниже, они вполне согласуются с другими, более точными данными, относящимися к «искусственным» мезонам. Тот факт, что энергии μ -мезонов всегда одинаковы, означает, очевидно, что наблюдаемый распад π -мезона всегда происходит после потери последним практически всей своей кинетической энергии и

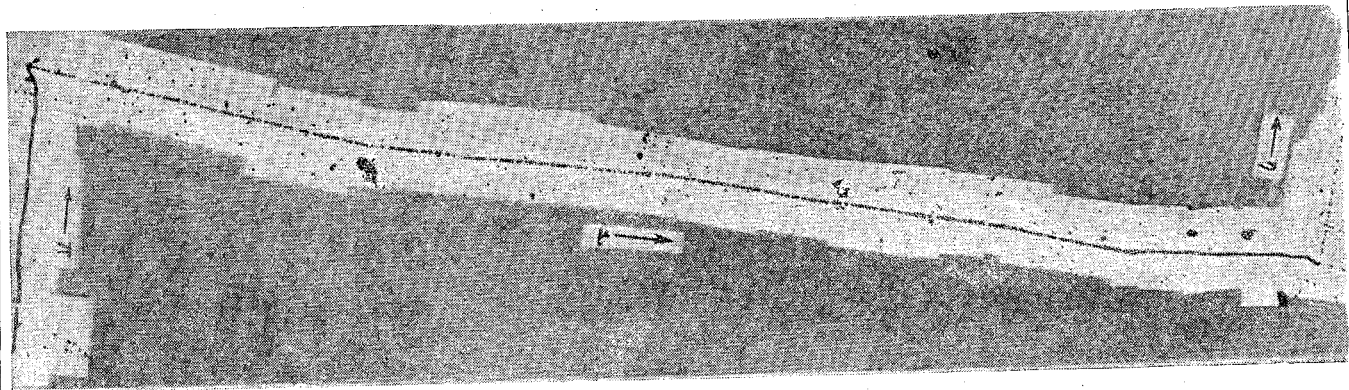


Рис. 18. Микрофотография, иллюстрирующая последовательный распад π - и μ -мезона в фотоэмульсии, чувствительной к релятивистским частицам (η — электрон распада).

кроме того, что в числе продуктов распада находится всего одна невидимая в фотоэмульсии нейтральная частица. К сожалению, для оценки массы последней частицы и вообще решения вопроса о её природе (это мог быть, в частности, фотон) точность приведённых выше данных о соотношении масс M_π и M_μ совершенно недостаточна.

Последняя характеристика распада, которую удалось оценить из исследований космического излучения методом фотопластинок, это — время жизни π -мезона. С этой целью было предпринято⁷⁷ определение характера углового распределения, с одной стороны, и соотношения между числом тяжёлых (π - и σ -) и лёгких (ρ -) мезонов при различных расстояниях от фотоэмульсии до окружающих пластинки плотных веществ. При этом оказалось, что при помещении фотопластинок на расстоянии около 2 м от пола обратный поток (снизу вверх) медленных, останавливающихся в эмульсии ρ -мезонов (т. е. мезонов, не дающих в конце пробега вторичных заряженных частиц) целиком или в большей части можно объяснить за счёт распада π - и σ -мезонов, идущих (также снизу вверх) из пола здания; но в таком случае из экспоненциального закона распада тяжёлых мезонов во времени (причём для медленных частиц зависимостью времени жизни от скорости можно пренебречь), а также из соотношения в потоках тяжёлых и лёгких мезонов можно определить искомое время жизни τ_π . Оно оказалось равным $(6 \pm 3) \cdot 10^{-9}$ сек. с некоторым занижением, если в обратном потоке ρ -мезонов присутствуют частицы, генерируемые в веществе без посредства промежуточной стадии π -мезона.

Помимо исследований, выполненных над мезонами с массой $200 m_e$ и $300 m_e$ методом фотопластинок, обнаружен ряд отдельных случаев распада мезонов больших масс. Тем самым получены новые непосредственные подтверждения факта существования определённого спектра масс мезонов, установленного впервые Алихановым и Алиханяном методом магнитного анализа. Прежде всего следует указать на недавно опубликованную работу Алиханяна с сотрудниками⁷⁸, в которой методом фотопластинок исследовано несколько случаев распада варитронов разных масс (от 750 до 7 — 9 тыс. m_e) с испусканием одиноких частиц меньшей массы.

Новые возможности в этом направлении появляются также в связи с использованием фотоэмульсий, чувствительных к релятивистским частицам. Особый интерес, в частности, вызывает появившееся недавно сообщение об одном случае, который, повидимому, относится к совершенно неизвестному до сих пор классу явлений. Речь идёт о фотографии, изображённой на рис. 19.⁷¹ На этой фотографии авторы обратили особое внимание на массу идущей из левого верхнего угла частицы, вызвавшей верхнюю «вилку». Измерение массы этой частицы, произведённое при сравнении с массами известных частиц методом счёта зёрен и проверенное вторым, менее точным методом анализа рассеяния, дало значение массы $(1080 \pm 160) m_e$,

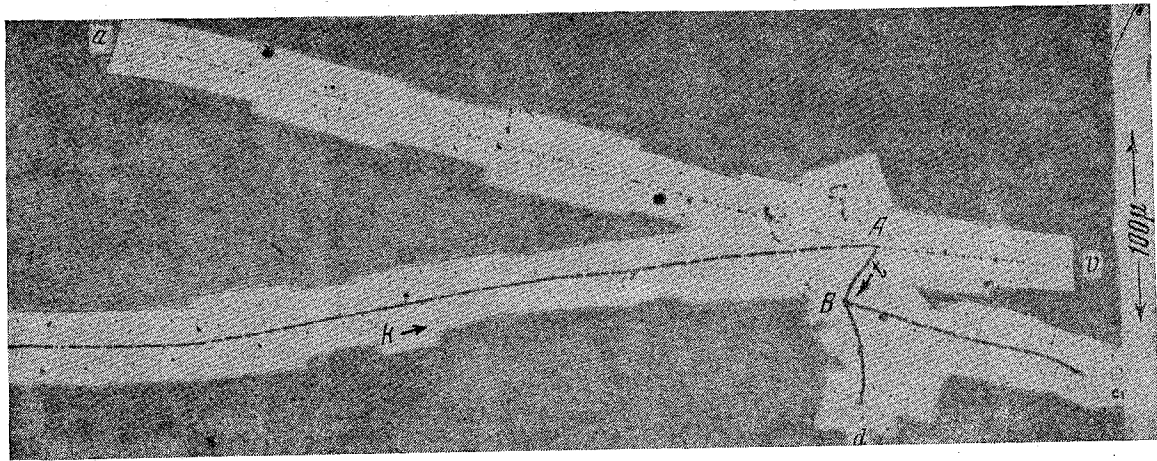


Рис. 19. Уникальный случай явления, трактуемого как распад заряженного мезона (частица k) с массой около $1000 m_e$ на три заряженные частицы в фотоэмульсии, чувствительной к релятивистским частицам ⁷¹.

причём можно было ручаться, что значения ниже $700 m_e$ и выше $1300 m_e$ практически исключены. Эта новая частица, названная k -мезоном, могла бы вызвать в конце своего пробега обычную «звезду», наблюдаемую на фотографии в виде тройной «вилки». Однако анализ ионизаций и пробегов испускаемых при этом частиц показал, что это не могут быть ни протоны, ни электроны, а только мезоны, один из которых вызывает затем ядерное расщепление (нижняя «вилка» на рис. 19). Кроме того путём кропотливой обработки данных по измерению углов (пришлось учесть сжатие фотоэмульсии после проявления) авторам удалось построить пространственную диаграмму импульсов составных частей верхней «вилки» и показать, прежде всего, что все три трека компланарны, и следовательно, в процессе, повидимому, не участвуют ни нейтральные частицы, ни ядра отдачи. Наконец, если учесть энергию покоя k -частицы и начальную энергию частицы, вызвавшей вторую вилку (повидимому, это σ -мезон), то можно согласовать полученную диаграмму импульсов с представлением о спонтанном распаде остановившегося мезона на три заряженные частицы, каждая из которых обладает массой $200 - 300 m_e$.

Указанные выше данные, полученные фотографическим путём, мы свели с некоторыми дополнениями в таблицу I (см. стр. 506), не вдаваясь при этом в дальнейшие подробности, ибо они не помогут составить сколько-нибудь ясного представления о свойствах этой новой группы частиц. Малая точность в определении масс лишает возможности даже ответить на вопрос, не относятся ли все фотографии к одним и тем же частицам с массой около $1000 m_e$; ясно лишь то, что массы их лежат между массами протона и исследованных до сих пор μ - и π -мезонов. В той же таблице приведены для полноты и последние данные по измерениям масс μ - и π -мезонов методом фотопластинок, а также отдельные результаты исследования тяжёлых мезонов независимо от явления их распада.

Рассмотрим в заключение основные результаты опубликованных исследований по распаду остановившихся «искусственных» мезонов. Для получения этих мезонов применялся обычно пучок α -частиц*), разгоняемых в мощном фазотроне диаметром 184 дюйма (около 4,5 м) до энергии 350—380 MeV и направляемых на графитовую мишень толщиной около 1 мм. В одной из работ³⁵ специальные фотопластинки с толщиной слоя эмульсии 100 μ располагались по отношению к пучку таким образом (рис. 20), чтобы на них попадали (примерно под прямым углом к поверхности) положительные мезоны, вылетающие из графитовой мишени с энергиями от 2 до 5 MeV и отклоняемые в магнитном поле фазотрона. Комбинируя измеренную в эмульсии величину пробега этих мезонов с известным радиусом

*) Подобных же результатов можно было достигнуть и с помощью пучка протонов, разгонявшихся до энергии 350 MeV³⁶.

Таблица 1

Массы остановившихся мезонов космического излучения и их распад (метод фотопластинок)

№ п/п	Авторы	Высота наблюдения над уровнем моря	Число наблюдаемых случаев	Метод определения массы	Наблюдавшиеся значения масс (в электронных массах)	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
1	Гольдшмидт-Клермолт и др. ⁷⁶	$H_1=2800$ м $H_2=5500$ м	20	Обработка данных по рассеянию	260 ± 30 π -мезоны)	Во всех случаях происходил распад остановившегося π -мезона с испусканием μ -мезона
2	Они же	$H_2=5500$ м	20		205 ± 20 (μ -мезоны)	Наблюдались остановившиеся мезоны с массами от $750 m_e$, принадлежащие по крайней мере к 6 различным типам вариеттонов, причём в 3 случаях наблюдалось испускание вторичной заряженной частицы
3	Алиханян и др. ⁷⁸	$H=3500$ м				
4	Ланжер и Ягода ⁷⁹	$H=0$	3		400 - 600	Наблюдались, повидимому, процессы распада с участием нейтральных мезонов
5	Лепречс-Ринге ⁸⁰	$H=4300$ м	1	Плотность проявленных зёрен	700	Мезон вызвал ядерное расщепление
6	Лукирский и Перфилов ⁸¹	$H=0$	2	Выделение энергии в ядре при расщеплении	400 - 700	След мезона непосредственно не наблюдался из-за слабой чувствительности фотоэмульсии
7	Браун, Камерни и др. ⁷¹	$H=3500$ м	1	Плотность зёрен, рассеяние	1080 ± 160	Распад на 3 заряженные частицы в конце пробега

окружности, описываемой мезонами данного знака, исследователи могли с достаточно большой точностью определить массы частиц, которые были зафиксированы фотопластинками в числе около 200. Наблюдения [см. также (32)] показали, что все значения масс частиц,

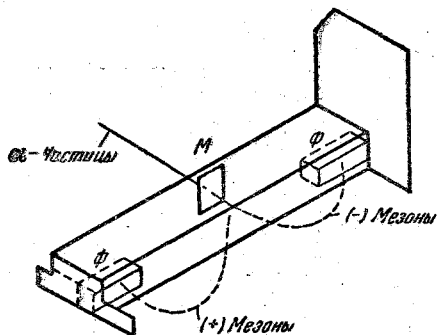


Рис. 20. Схема расположения мишени M и фотопластинок Φ в опытах по исследованию «искусственных» π -мезонов. Мезоны гелерировались под действием пучка α -частиц, ускоряемых в фазотропе до энергии 380 MeV.

попадающих в фотоэмульсию, четко распределяются вокруг двух значений — около 200 и около 300 m_e соответственно для μ^- - и π^- -мезонов. Последние можно было отличить по характерному для них свойству давать в конце пробега вторичный, более лёгкий мезон (μ^- -мезон) с пробегом около 600 μ . (Это соответствует энергии около 4 MeV при массе μ^- -мезона около 200 m_e .) Что касается μ^- -мезонов, приходящих в эмульсию уже из воздуха, то их можно было целиком объяснить эффектом частичного распада π^- -мезонов в воздухе или в веществе самой мишени на те же самые μ^- -мезоны.

Указанный метод определения масс даёт значительно большую точность, чем в исследованиях космического излучения. Как показывают имеющиеся сообщения³⁶, обычно для π^- -мезонов получается при этом масса, близкая к 285 m_e , а для μ^- -мезонов — близкая к 215 m_e . Особенно большая точность была получена для отношения обеих масс, которое оказалось равным $\frac{M_\pi}{M_\mu} = 1,32 \pm 0,01$. Пользуясь указанной величиной для отношения масс, а также известной энергией μ^- -мезона в момент распада, и применяя к акту распада законы сохранения энергии и импульса, можно легко вычислить массу μ^0 -той нейтральной частицы, которая должна испускаться при распаде наряду с μ^- -мезоном. Для этого необходимо решить систему двух простых уравнений, в которых все энергии и импульсы выражаются в единицах, соответствующих энергии покоя электрона:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{215}\right)^2} + \frac{\mu^0 c^2}{215} \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{\mu^0 c^2}\right)^2} &= 1,32, \\ \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{215}\right)^2} &= \frac{223}{215}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(Здесь p — импульс нейтральной частицы, равный импульсу μ^- -мезона.)

Из написанных уравнений получается следующее значение массы нейтральной частицы: $\mu^0 = 15 m_e$. Во всяком случае, если учесть возможные неточности измерений, повидимому, μ^0 не может превышать $25 m_e$. Эти цифры согласуются с последними данными⁷¹ для «космических» π -мезонов, поскольку значения для отношений масс $\frac{M_\pi}{M_\mu} = 1,33 \pm 0,05$, полученные в исследованиях космического излучения, не противоречат использованной выше величине 1,32. В то же время это означает, что приводившаяся вначале величина $100 m_e$ для массы предполагаемого нейтрального мезона, участвующего в распаде $\pi \rightarrow \mu + \mu^0$, теперь явно не подходит, и вполне возможно, что здесь участвует и очень лёгкая частица типа нейтрино.

В пользу тождества «искусственных» π -мезонов с «космическими» говорит и совпадение последней характеристики распада — времени жизни. Определение среднего времени жизни «искусственных» σ -мезонов, произведённое недавно Ричардсоном⁸⁷ и описываемое нами в следующем разделе, приводит к величине $\tau_\pi = (0,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$ сек. Эта цифра хорошо согласуется с тем значением $\tau_\pi = (0,6 \pm 0,3) \times 10^{-8}$ сек., которое упоминалось выше для «космических» π -мезонов.

§ 4. Метод магнитного анализа

До настоящего времени среди обширного экспериментального материала^{23—27, 83}, накопленного при изучении варитронов методом годоскопа, помещённого в магнитном поле, сведения о распаде весьма ограничены.

Прежде всего в установке, типа изображённой на рис. 1, наблюдалось около 40 случаев⁸³, когда поглощение варитрона той или иной массы сопровождается вылетом из той же точки другой частицы, запаздывающей на время около 2 мксек. При этом значительная доля всех первичных частиц имела массу около $200 m_e$, однако в ряде случаев наблюдался распад и для варитронов с массой, резко отличной от $200 m_e^*$.

Кроме того обогащение потока варитронов более лёгкими частицами в случае помещения под установкой значительной толщи свинца (около 10 см), поглощающей все варитроны, приходящие из воздуха, также может свидетельствовать²⁶ о распадном характере превращений остановившихся варитронов. Однако не исключена и возможность того, что указанное явление связано с различием генерации варитронов в свинце и в воздухе по своему спектру масс, а не только по эффективным сечениям.

*) Наиболее интересны при этом распады частиц с массами меньше $200 m_e$, которые невозможно свести просто к «цепным» распадам с участием μ -мезонов в последнем акте.

Наконец, наличие резкой верхней границы импульсов для частиц, входящих как в мягкую, так и в жёсткую компоненты, интерпретируется авторами исследований²⁶ с точки зрения распадного происхождения наблюдаемых частиц; при этом приходится допустить также, что распад исходных частиц с массами от 300 до 9000 m_e происходит только для остановившихся варитронов и только на две частицы, одна из которых предполагается нейтральной.

Резюмируем всё изложенное в этом разделе следующими выводами о распаде остановившихся мезонов:

1. Известно по крайней мере два типа распадных процессов для остановившихся мезонов: распад с испусканием более лёгкого мезона, в частности распад π -мезона со средним временем жизни τ_π около 10^{-8} сек. и распад типа ρ -мезона со средним временем жизни $\tau_\rho = 2,15 \cdot 10^{-6}$ сек. и с испусканием электрона.

2. В первом случае нейтральным продуктом является или одно нейтрино или более лёгкий мезон, и поэтому спектр заряженных частиц изображается практически одной линией.

3. Во втором случае нейтральными продуктами являются, повидимому, два нейтрино (или лёгких мезона с массой не более $30 m_e$), а спектр заряженных частиц простирается от 0 до максимального значения энергии около 55 MeV или среднего её значения около 33 MeV.

4. Помимо π -распада существует ещё несколько возможных явлений распада с превращением более тяжёлого заряженного мезона в один или несколько более лёгких заряженных мезонов и с участием каких-нибудь нейтральных мезонов.

III. ЯДЕРНЫЙ ЗАХВАТ ОСТАНОВИВШИХСЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

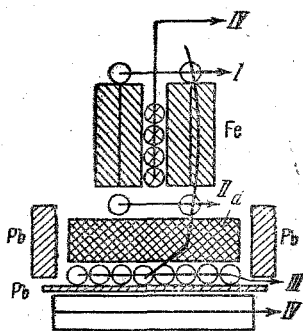
§ 5. Метод запаздывающих совпадений

Вскоре после того, как была выдвинута идея тождества мезонов космического излучения (с массой $200 m_e$) и гипотетических частиц Юкавы, появилось несколько теоретических работ^{84, 85}, посвящённых вопросу о взаимодействии остановившихся мезонов с атомными ядрами окружающего вещества. Соответствующие расчёты, результаты которых в общем мало зависели от выбора любого возможного из вариантов обычной*) теории ядерных сил, показали, что даже в воздухе, не говоря уже о плотных веществах, время жизни отрицательных мезонов для ядерного захвата значительно (примерно

*) Под «обычной» теорией ядерных сил здесь и в дальнейшем подразумевается любая теория обменных сил, описывающая ядерные взаимодействия нуклонов через процессы испускания и поглощения одиночных заряженных мезонов.

на два порядка величины) меньше, чем время жизни относительно распада. Что касается положительных мезонов, то вследствие кулоновых сил отталкивания вероятность их захвата ядрами всегда ничтожно мала по сравнению с вероятностью распада. Указанные результаты означали, что в любых веществах должны испытывать распад только положительные остановившиеся мезоны, в то время как отрицательные должны всегда испытывать захват ядрами с выделением всей энергии покоя мезона (около 100 MeV), повидимому, за счёт процесса ядерного расщепления. Все первые исследования^{41, 96} по методу запаздывающих совпадений, казалась бы, полностью подтвердили эту точку зрения. Действительно, для разных исследованных веществ, начиная от алюминия и кончая свинцом, было обнаружено, что лишь около 40% всех остановившихся мезонов даёт электроны распада. Правда, точность подобных оценок всегда была не очень велика (вероятная ошибка составляла примерно $\pm 15\%$) как из-за трудности учёта телесных углов, охватываемых соответствующими счётчиками (счётчики группы *B* на рис. 5), так и из-за трудности правильного учёта поглощения электронов распада в веществе применяемых фильтров (фильтр *d* на рис. 5); к тому же упомянутые в § 1 опыты в дальнейшем показали, что оценки значений энергий и пробегов электронов распада были значительно завышены. Тем не менее полученные результаты вполне согласовались с представлением о ядерном захвате всех отрицательных мезонов (если учесть, как это обычно делается, что отношение потоков мезонов обоёго знака составляет $\frac{N_+}{N_-} \approx 1,2$) и, казалось, не нуждались в дальнейшем уточнении.

Поэтому совершенно неожиданными явились результаты раздельного исследования поведения мезонов разного знака в двух веществах — железе и графите. В этой работе применялась установка, изображённая на рис. 21. Она отличалась от всех прежних установок (см., например, рис. 5) тем, что «телескоп» *I—II*, предназначенный для регистрации мезонов, останавливающихся в фильтре *d*, включал в себя намагниченные до насыщения блоки из железных пластин и включённые по схеме антисовпадений счётчики *IV*, причём опыты проводились с периодическим изменением направления магнитного поля.



⊗ Группа антисовпадений

Рис. 21. Схема опыта, в котором впервые было обнаружено слабое ядерное взаимодействие остановившихся отрицательных мезонов⁸⁷. Антисовпадения (*I, II, — IV*) регистрируют мезоны определённого знака, останавливающиеся в фильтре *d*; запаздывающие разряды в группе счётчиков *I, I* соответствуют электронам распада.

В каждом случае мезоны одного определённого знака, обладающие такой скоростью, чтобы задержаться в фильтре d , должны были по пути через счётчики I и II отклониться и пройти также через боковые счётчики IV . Регистрируемый установкой эффект N_d относился, таким образом, к мезонам противоположного знака, и кроме того наблюдался небольшой «фон» от мезонов данного знака за счёт неэффективности счётчиков IV и рассеяния. Экспериментальной оценкой величины «фона» служило отношение эффекта распада, измеряемого на отрицательных мезонах, к эффекту от положительных мезонов.

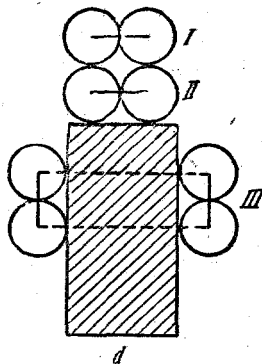


Рис. 22. Схема установки, на которой была подтверждена малая вероятность захвата остальных мезонов в лёгких веществах⁸⁹. Счётчики группы III регистрировали электроны от распада мезонов обоёго знака в фильтре d .

В результате длительных измерений было установлено, что при железном фильтре d эффект на отрицательных мезонах N_d^- составляет около 5% эффекта на положительных N_d^+ , как и следовало ожидать для указанного «фона». В то же время в опытах с графитом было получено $\frac{N_d^-}{N_d^+} \approx 75$, и это

невозможно было объяснить иначе, чем распадом отрицательных мезонов в графите. Иначе говоря, при $Z=6$ (графит) вероятность ядерного захвата оказалась в отличие от случая $Z=26$ (железо) значительно меньше вероятности распада в явном несоответствии с предсказаниями теории. Для более точного суждения о сравнительной вероятности распада и захвата в графите следовало ещё проверить, соответствует ли значение $\frac{1}{\varepsilon} = \frac{N_d^+}{N_d^-} \approx 1,3$ реальному отношению числа

остановившихся мезонов разного знака. Однако единственная работа, посвящённая этому вопросу⁸⁸, исходила из обратной задачи: оценить долю отрицательных мезонов по сравнению эффектов распада в разных веществах, зная соответствующие вероятности захвата и распада мезонов. Полученный результат не противоречит значению $\varepsilon = 0,8$, хотя он и весьма неточен. Факт исключительно слабого взаимодействия мезонов с атомными ядрами нашёл своё дальнейшее подтверждение и уточнение в работе⁸⁹. В этой работе (см. схему установки на рис. 22) применялся другой, более простой, но зато менее убедительный метод, позволивший значительно улучшить статистическую точность измерений. Регистрируя число разрядов в счётчиках группы III , запаздывающих на время $\Delta t = 1 - 6$ мксек относительно совпадений разрядов в группах $I - II$, авторы могли сравнивать число электронов распада, приходящих-

ся на каждый мезон, остановившийся в фильтре d , при разных значениях Z для вещества фильтра. При этом, если задаться определённым значением отношения чисел остановившихся мезонов разного знака $\varepsilon = \frac{N^-}{N^+}$ и обозначить через $\Lambda_d = \frac{1}{\tau_d}$ и $\Lambda_c = \frac{1}{\tau_c}$ вероятности распада и захвата мезона (отрицательного), то для «естественной смеси» мезонов обоого знака можно получить следующую зависимость числа испускаемых электронов распада от времени:

$$N_d = N^+ \left[1 + \varepsilon \frac{\Lambda_d}{\Lambda_d + \Lambda_c} e^{-\Lambda_c t} \right] e^{-\Lambda_d t}. \quad (3)$$

При этом предполагается, что ядерный захват, как и распад мезонов, происходит по экспоненциальному закону, о чём речь будет идти ниже.

Допустим, что можно измерить числа электронов распада каждого знака, N_d^+ и N_d^- , испущенных мезонами за всё время от $t=0$ до $t=\infty$ (а это легко определить в опытах с разделением мезонов разного знака ввиду экспоненциального закона для распада и захвата). Тогда искомая величина Λ_c для данного вещества будет связана с экспериментальными результатами простым соотношением ⁴⁰

$$\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{N_d^-}{N_d^+} = \frac{\tau_0^-}{\tau_0^+} = \frac{\Lambda_d}{\Lambda_d + \Lambda_c}. \quad (4)$$

В работе ⁸⁹ конечный интервал времён, выбранных для регистрации электронов распада, приводит к более сложной зависимости между $\Lambda_c(Z)$ и полным числом электронов распада $N_d = N_d^+ + N_d^-$. Однако и здесь можно из зависимости $N_d(Z)$, во-первых, однозначно получить зависимость $\Lambda_c(Z)$ и, во-вторых, определить такое значение атомного номера $Z = Z_0$, при котором вероятности распада Λ_d и захвата Λ_c примерно совпадают. Для исследований в установке, изображённой на рис. 22, авторы выбрали шесть веществ, как простых, так и химически сложных, содержащих элементы с атомными номерами от $Z = 4$ (Be) до $Z = 16$ (S). Результаты этих измерений (см. таблицу II) можно представить в виде двух рядов цифр, характеризующих относительное число электронов распада N_d , испускаемых данным веществом в расчёте на единицу его тормозной способности (последнее примерно соответствует числу электронов распада на 1 остановившийся мезон). При этом в первом и втором рядах цифр за единицу приняты эффекты, полученные соответственно для серы и SiC.

Анализ данных таблицы II показывает, во-первых, что вероятность захвата Λ_c при $Z \leq 6$ значительно меньше, чем вероятность распада Λ_d , примерно равна ей при $Z = 10$ и, наконец, $\Lambda_c \gg \Lambda_d$ при $Z \geq 14$; во-вторых, данные первого столбца позволяют непосредственно получить долю отрицательных остановившихся мезонов $\varepsilon = \frac{N^-}{N^+} \approx 0,7$.

Таблица II

Вещество	Be	S		
N_d	1,67	1,0		
Вещество	C	NaOH	Al	SiC
N_d	1,7	1,4	1,0	1,0

Методы, применённые в обеих описанных выше работах, могли при определённых предположениях, указанных выше, дать все интересующие нас в данном случае величины, а именно, функцию $\Lambda_c(Z)$ и величину ϵ . Тем не менее почти во всех последующих работах по захвату остановившихся мезонов не просто выбирался для регистрации электронов распада определённый интервал запаздываний, но и определялось, с той или иной точностью, время каждого запаздывания, как это было и в упомянутых выше (раздел II) исследованиях по распаду. Действительно, могло случиться так, что наблюдаемая на опыте значительная разница в распаде отрицательных мезонов для разных веществ связана только с тем, что при попадании мезона на K -орбиту вблизи ядра изменяется характер процесса распада (прежде всего мог происходить ускоренный распад с теми же самыми продуктами распада). С другой стороны, нельзя было заранее с полной уверенностью отвергнуть и ещё одну возможность: захват мезона, попавшего на K -орбиту, мог происходить очень быстро, но время попадания в это состояние для мезона, потерявшего свою скорость в результате ионизационного торможения, могло быть сравнимым с распадным временем жизни ($2 \cdot 10^{-6}$ сек.) и притом существенно зависящим от атомного номера Z .

Что касается последнего предположения, то его оказалось возможным исключить соответствующими расчётами, выполненными в нескольких работах ^{90, 91}, следовавших очень скоро после первых экспериментальных данных об «аномально» низкой вероятности захвата. Оказалось, что даже в лёгких газах (воздух) время попадания на K -орбиту составляет около 10^{-9} сек., а в твёрдых телах оно значительно меньше.

Перейдём теперь к результатам работ, в которых исследовалась зависимость распада от времени отдельно для отрицательных и положительных мезонов в различных лёгких веществах. Типичные для этих исследований схема установки и кривые распада, полученные для распада в NaF, приведены на рис. 23 ⁹². Нанесённые на этих графиках (в логарифмическом масштабе) числа электронов распада для различных времён запаздывания Δt хорошо укладываются на

прямые линии; при этом для положительных мезонов наклон прямой даёт значение времени жизни $\tau_0^+ \approx 2,1$ мксек, а для отрицательных $\tau_0^- = 1,33 \pm 0,14$ мксек. Кроме того, экстраполяция к $\Delta t = 0$ соответствующих интегральных кривых распада (дающих число распадов со временами больше данного Δt) позволяет получить отношение полного числа распавшихся мезонов обоёго знака $\frac{N_d^-}{N_d^+}$, а тогда, определив, как указано выше, значения $\Lambda_c + \Lambda_d = \frac{1}{\tau_0}$ и $\Lambda_d = \frac{1}{\tau_0^+}$, а также задавшись обычным значением $\frac{N^-}{N^+} = \varepsilon = 0,8$, можно было

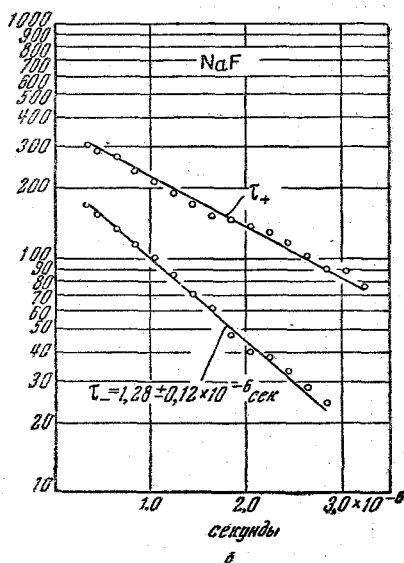
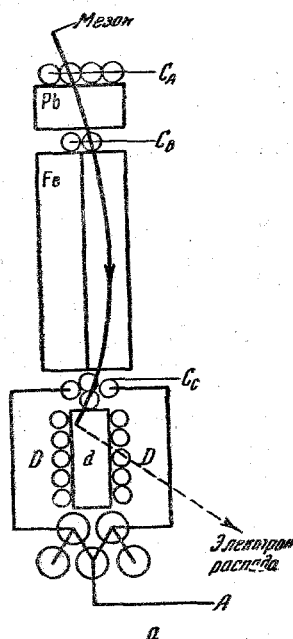


Рис. 23. а) Схема установки, применявшейся для определения средних времён жизни мезонов разного знака⁴⁰; б) типичные дифференциальные кривые для распада этих мезонов во времени (NaF в качестве фильтра d).

проверить справедливость соотношения (4). Подобные сопоставления для ряда веществ (см. графы 6 и 7 в таблице III) привели к выводу⁴⁰, что для отрицательных остановившихся мезонов помимо распада действительно имеет место какой-то альтернативный процесс также с вероятностью, не зависящей от времени, причём вероятность эта Λ_c очень резко зависит от Z , переходя через значение $\Lambda_c = \Lambda_d =$

$= 4,65 \cdot 10^5 \text{ сек.}^{-1}$ вблизи $Z = Z_0 \approx 10$. Кроме того, полученные результаты означают, что возможные испускаемые в результате захвата заряженные частицы не могут иметь пробегов, сравнимых с пробегами электронов распада.

Для того чтобы возможно точнее определить вид функции $\Lambda_c(Z)$, следует использовать все имеющиеся определения величины τ_0^- , сведённые нами в таблицу III. Как отметил Уиллер⁹¹, искомая зависимость должна быть близкой к функции $\Lambda_d \cdot \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^4$ независимо от механизма захвата; действительно, множитель Z^3 связан с вероятностью того, что мезон, находящийся на своей K -орбите с радиусом r_k , обратно пропорциональным Z , окажется в пределах действия ядерных сил, а второй множитель Z связан с числом тех протонов, которые могут поглотить данный мезон.

При обработке данных таблицы III следует учитывать, что в опытах с химически сложными веществами вероятность захвата мезона

Таблица III
Экспериментальные определения времён жизни отрицательных остановившихся мезонов τ_0^-

Вещество	$Z_{\text{эфф}}$	Литературные ссылки	Время жизни τ_0^- в мксек	Вероятность захвата $\Lambda_c = \frac{1}{\tau_0^-} - \Lambda_d$ в $10^{-5} \text{ сек.}^{-1}$	$\frac{\tau_0^-}{\tau_0^+}$ ($\tau_0^+ = 2,15$ мксек)	$\frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{N_d^-}{N_d^+}$ ($\epsilon = 0,8$) ⁴⁰
1	2	3	4	5	6	7
Be	4	93	$\approx 2,2$			
C	6	94	$\leq 2,25 \pm 0,2$	0,25	1,0 (-0,05)	
		95	2,15			
H ₂ O	7	40	$1,8 \pm 0,15$	$0,9 \pm 0,5$	$0,84 \pm 0,07$	$0,83 \pm 0,08^{40}$
NaF	10	92	$1,33 \pm 0,14$	$2,9 \pm 0,8$	$0,62 \pm 0,07$	$0,60 \pm 0,03^{40}$
Mg	12	40	$0,96 \pm 0,06$	$5,6 \pm 0,4$	$0,45 \pm 0,02$	$0,56 \pm 0,05^{40}$
		96	1,0			
Al	13	40	$0,75 \pm 0,07$	$9,0 \pm 1,0$	$0,3 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,04^{40}$
		97	$0,7 \pm 0,1$			
S	16	40	$0,54 \pm 0,12$	14 ± 5	$0,25 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,04^{40}$

ядром каждого из присутствующих элементов пропорциональна Z^{90} ; поэтому выписанные в графах 4 — 6 таблицы III результаты мы будем

относить к некоторому эффективному значению $Z_{\text{эфф}} = \frac{\sum Z^2 \frac{\tau_0^-}{\tau_0^+}}{\sum Z_i}$,

приближённо учитывающему долю каждого элемента в общем числе регистрируемых электронов распада. Используем теперь данные графы 5 таблицы III для построения функции $\Lambda_c(Z)$ на логарифмическом графике (рис. 24); прямолинейная графическая интерполяция

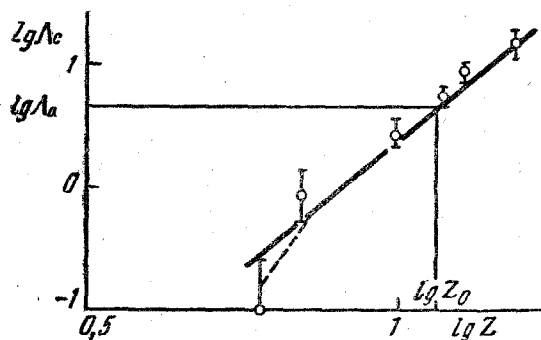


Рис. 24. Зависимость вероятности Λ_c ядерного захвата отрицательных мезонов от атомного номера вещества Z (по данным таблицы III).

результатов по закону $\Lambda_c = \Lambda_a \cdot \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^\alpha$ позволяет определить значения α и Z_0 :

$$\alpha = 4,1 \pm 0,5 \text{ и } Z_0 = 11,5 \pm 0,5.$$

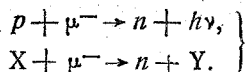
Метод разделения мезонов разного знака при всей своей наглядности страдает некоторыми недостатками, которые затрудняют достижение большой точности измерений. Главные из них — это невозможность полного исключения частиц одного знака из регистрируемого эффекта и недостаточная величина полного эффекта, связанная с особенностями магнитной фокусировки. Поэтому дальнейшие опыты были дополнены регистрацией индивидуальных времён запаздывания⁹⁸. При этом учитывались все запаздывания в пределах Δt от 0,5 до 16,25 мксек и все данные были сгруппированы по интервалам длительностью 0,25 мксек каждый.

Данные для точки 0,5 мксек и всех точек, начиная с $\Delta t = 9$ мксек и больше, оказались неточными в первом случае из-за большого влияния запаздываний разрядов в счётчиках, а во втором случае из-за малой величины «полезного» эффекта по сравнению с «фоном» случайных совпадений.

Были построены дифференциальные кривые распада для исследованных семи веществ в интервале времён от 0,75 до 8,75 мксек. Во всех случаях и для всего интервала времён экспериментальные точки удовлетворительно согласуются с прямыми (в полулогарифмическом масштабе), описывающими экспоненциальный распад со сред-

ним временем жизни $2,15 \text{ мксек}^*$). Кроме того были получены и кривые зависимости от Z для времени жизни τ^- или для однозначно с ним связанной величины эмиссионной способности вещества $N_d^+ + N_d^-$. При этом учёт поправок на различную тормозную способность разных веществ позволил авторам использовать данные для крайних членов исследуемого ряда веществ (Be и S) с целью разделения эффектов, относящихся к захвату и распаду (см. также уравнение (4), относящееся к экстраполированным величинам N_d^+ и N_d^-). Полученные кривые в общем согласуются с кривыми, построенными на основании зависимости $\Lambda_c(Z)$ типа $\left(\frac{Z}{10}\right)^4$, хотя вместо $Z_0 = 10$ несколько лучше подходит значение $Z_0 = 7$.

Основной вывод, который следует сделать из перечисленных выше данных в отношении ядерного захвата отрицательных мезонов, состоит в том, что при сравнении с теорией константа взаимодействия этих мезонов с ядерными частицами, в частности протонами, получается примерно на 12 порядков величин меньше⁹⁹, чем та константа, которая получается из применения той же мезонной теории к описанию ядерных сил. Что касается конкретного механизма этого взаимодействия, то можно было бы предполагать⁹⁹, что происходит одна из двух возможных ядерных реакций



Здесь p — протон, μ^- — мезон, n — нейтрон, $h\nu$ — фотон, X — первоначальное ядро, Y — конечное или некоторое промежуточное ядро. В свою очередь ядро Y может испускать какие-либо частицы за счёт большой энергии возбуждения, переданной ему нуклоном, непосредственно поглотившим мезон. Если эта энергия возбуждения достаточно велика, а именно близка к полной энергии покоя поглощённого мезона (т. е. 100 MeV), то вполне возможным становится «испарение» ядра с испусканием протонов и нейтронов, как и в обычных «звёздах»; если возбуждение мало, то более вероятно испускание фотона. Таким образом, среди продуктов захвата мезона можно предполагать наличие:

- 1) фотонов с энергиями либо того же порядка, либо, наоборот, значительно меньшими, чем 100 MeV ;
- 2) нейтронов с энергиями не менее нескольких MeV ;
- 3) протонов с обычными для «звёзд» средними энергиями $5\text{--}10 \text{ MeV}$.

Что касается протонов, то очень малые их пробеги при указанных выше энергиях делают невозможным использование таких

*) Согласие с указанной экспонентой при наличии мезонов обоого знака объясняется тем, что существенное влияние захвата на изучаемую кривую распада имеет место лишь для запаздываний $\Delta t < 0,75 \text{ мксек}$.

количество вещества, которые позволили бы получать заметный на фоне случайных совпадений эффект, даже если использовать для уменьшения фона пропорциональные счётчики. С другой стороны, применение пропорциональных счётчиков вместо обычных быстродействующих весьма затрудняет выделение запаздывающих совпадений с достаточной точностью. Ввиду этого до сих пор все данные, позволяющие судить о возможном испускании протонов при захвате, были получены другими методами (см. § 6).

Для обнаружения фотонов можно использовать метод запаздывающих совпадений с большим успехом, но при этом надо иметь в виду, что в силу высказанных в § 1 соображений доступны будут только вещества с атомным номером $Z \approx Z_0$, ибо в других случаях необходимые интервалы запаздываний будут слишком неудобны.

Поэтому наиболее удобным представляется регистрировать запаздывающие совпадения в установке, типа изображённой на рис. 11, приняв специальные предосторожности для выделения случайных совпадений, число которых значительно возрастает по сравнению с методом запаздывающих совпадений. Подобный опыт и был произведён в упомянутой выше работе⁵⁴ с целью обнаружить фотоны, испускаемые в момент остановки отрицательных мезонов в железном фильтре d установки рис. 11. Как и в случае положительных мезонов, автор мог утверждать, что остановка отрицательного мезона в тяжёлых веществах не сопровождается испусканием фотонов значительной ($h\nu \geq 30$ MeV) энергии.

Наилучшие возможности представляет метод запаздывающих совпадений для обнаружения нейтронов. В этом случае, с одной стороны, должен наблюдаться очень малый «фон» случайных совпадений благодаря использованию специальных нейтронных счётчиков, причём полезный эффект остаётся того же порядка, что и в случае электронов, так как пробеги этих частиц в веществе сравнимы между собой; с другой стороны, время,

необходимое для замедления ожидаемых нейтронов до тепловых скоростей (около 150 мксек), автоматически определяет собой выбираемый интервал запаздываний независимо от времени жизни первоначального мезона. Указанные особенности явления и были использованы в двух недавних работах, давших существенно положительный результат. В одной из них¹⁰⁰ применялась установка, изображённая на рис. 25. Регистрировались (по антисовпадениям $A, B, —C$ в трёх группах счётчиков)

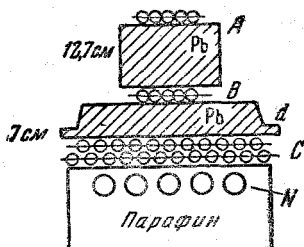


Рис. 25. Схема установки для исследования запаздывающих нейтронов¹⁰⁰. Регистрируются тепловые нейтроны в счётчиках N , запаздывающие на время $\Delta t = 4-8 \frac{1}{2}$ мксек относительно антисовпадений (A, B, C).

мезоны, останавливающиеся в свинцовом блоке d толщиной 7 см, и запаздывающие по отношению к ним на время Δt от 4 до 84 мксек нейтроны, попадающие в счётчики N , окружённые парафином в качестве замедлителя. Наблюдавшееся число тепловых нейтронов (измерялся дифференциальный эффект, связанный с убираем экраном, окружающего счётчики N) составило $0,34 \pm 0,04$ в час, что превышало ожидаемое число случайных совпадений примерно в 300 раз. При этом сравнительно небольшая величина ($0,7 \text{ часа}^{-1}$) другого измерявшегося эффекта, связанного не с остановившимися, а с движущимися мезонами (т. е. с совпадениями AB), показала, что полученный основной эффект связан именно с захватом остановившихся мезонов. Определения эффективности счётчиков в данной установке не производилось, но примерная её оценка позволяла сказать, что на каждый остановившийся мезон испускается в среднем около одного нейтрона.

Другой опыт¹⁰¹ отличался от предыдущего в основном разделением мезонов разного знака при помощи «магнитной линзы», что позволило иметь дополнительный контроль правильности интерпретации результатов. Регистрируемый здесь эффект оказался значительно меньше по абсолютной величине: он составлял всего четыре совпадения на 1200 остановившихся в одном из свинцовых блоков d отрицательных мезонов при полном отсутствии сведений в том случае, когда регистрировались положительные мезоны. Экспериментальное определение эффективности установки к нейтронам от искусственного источника ($\text{RaC} + \text{Be}$) дало возможность произвести более надёжную оценку числа нейтронов, приходящихся на каждый процесс захвата, причём результат согласовался с предыдущим. Впрочем, повторение с той же методикой, но с лучшей статистикой измерений не на уровне моря, а на высоте около 4 км¹⁰² привело авторов к более высокой оценке, а именно 4—7 нейтронов на каждый остановившийся мезон, что представляется уже несколько сомнительным.

К сожалению, все опыты с запаздывающими нейтронами относились к случаю остановки мезонов в свинце, что не исключает возможности интерпретации их за счёт деления ядер. Однако полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии и с другими опытами¹⁰³, в которых с помощью ионизационной камеры, наполненной BF_3 , определялось на уровне моря полное число нейтронов, генерируемых в разных веществах, путём измерения их потоков в определённой конфигурации опыта и определения интенсивности генерации путём решения соответствующего диффузионного уравнения. Число генерируемых нейтронов (от $0,08 \text{ г}^{-1} \text{ час}^{-1}$ для графита до $0,22 \text{ г}^{-1} \text{ час}^{-1}$ для свинца) оказалось того же порядка, что и число останавливающихся мезонов, определявшееся неоднократно (см., например²¹) обычным методом запаздывающих совпадений.

§ 6. Метод камеры Вильсона

Ещё в то время, когда кажущееся тождество «космического» мезона с ядерной частицей Юкавы не вызывало особых сомнений, было обращено внимание⁸⁴ на одно непонятное с этой точки зрения обстоятельство. Среди небольшого числа достаточно чётких фотографий в камере Вильсона, регистрировавших концы пробегов мезонов в газе камеры, помимо случаев распада с вылетом одного электрона, наблюдалось ещё несколько снимков, показывающих, что остановка мезона не сопровождается появлением каких-либо заряженных частиц. В числе этих снимков особо следует отметить два случая^{6, 104}, когда в газе останавливались заведомо отрицательные мезоны; с другой стороны, для положительных мезонов, повидимому, не существует надёжных фотографий, в которых отсутствовал бы электрон распада. В обоих указанных случаях камера Вильсона была наполнена газом, достаточно тяжёлым (аргон) для того, чтобы мог осуществиться ядерный захват, в соответствии с результатами, изложенными в § 5. С точки зрения обычной теории ядерных сил поглощение мезона должно было приводить к возбуждению ядра с энергией порядка 100 MeV (энергия покоя мезона) и, следовательно, к хорошо видимому ядерному расщеплению.

В качестве одной из возможных причин того, что «звезда» в камере не наблюдалась, Мигдал и Померанчук⁸⁴ рассматривали возможность выхода мезона из освещённого поля камеры в неионизирующем состоянии. При этом решение диффузионного уравнения приводило их к оценке длин таких «неионизирующих пробегов» порядка 1 см (в воздухе при нормальном давлении).

Однако возможность ядерного захвата, не сопровождающегося испусканием ионизирующих частиц (в частности, протонов), целиком подтвердилась дальнейшими работами, в которых изучалась остановка мезонов в тонких пластинках, перегораживавших камеру Вильсона. Среди этих результатов, которые гораздо более убедительны, чем упомянутые выше, как вследствие лучшей статистики, так и в силу неприменимости соображений о диффузии, достаточно остановиться на последней работе Чанга¹⁰⁵. Хотя отсутствие магнитного поля в камере и не позволяло автору исследовать судьбу заведомо отрицательных остановившихся мезонов, тем не менее большое число наблюдавшихся случаев (около 80) позволяет считать полученные результаты достаточно убедительными*).

В работе Чанга камера Вильсона перегораживалась целым рядом (около 10) тонких пластинок (из Al, Fe или Pb) и управлялась «теле-скопом» BCD с дополнительными тремя группами счётчиков A, включённых по схеме антисовпадений и расположенных под камерой и

*) Аналогичный, хотя и менее обширный материал был получен и в более ранней работе⁶⁸.

сбоку «телескопических» счётчиков (рис. 26). Во всех вариантах опытов ставились пластинки достаточно тонкие (0,5 мм Pb, 0,7 мм Fe, 0,8 мм Al и, наконец, 0,05 мм Al) для того, чтобы можно было со значительной вероятностью обнаруживать протоны от ядерных расщеплений, вызываемых мезоном в пластинке; это особенно относится к алюминиевым пластинкам толщиной 0,05 мм, что соответствует пробегу протонов с энергией всего лишь 2,2 MeV (в остальных случаях полная толщина пластины соответствовала энергии протона до 15 MeV).

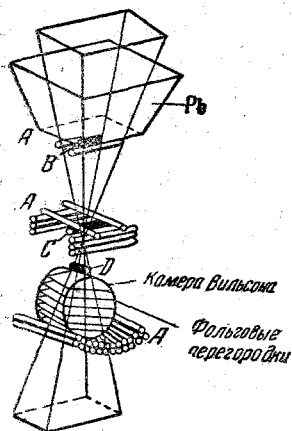


Рис. 25. Схема установки, применявшейся для исследования мезонов, оставившихся в толстых пластинках камеры Вильсона¹⁹⁵. Камера управлялась антисопределяющими (A, C, D, -A).

Для характеристики возможностей данного метода укажем, что из 60 снимков, получавшихся в среднем за 20 часов работы, только в одном случае наблюдался остановившийся в пластинке мезон, хотя сами по себе мезоны составляли около 60% всех остановившихся частиц (доля электронов уменьшалась за счёт 12-сантиметрового блока свинца, расположенного над «телескопом»). При этом отождествление мезонов базировалось на двух признаках. Во-первых, автор отличал их (правда, не всегда надёжно) от электронов и протонов по характеру изменения плотности ионизации вдоль следа, пересекавшего несколько пластинок (минимальная плотность ионизации в верхней части следа должна была составлять 1 в случае электрона, около 3 в случае мезона и около 8 в случае протона, остановившегося в центре камеры);

добавочным контролем служил характер рассеяния частицы в пластинках. Во-вторых, частота наблюдавшихся случаев хорошо согласовалась с числом частиц жёсткой компоненты, поглощаемых при обычных измерениях с «телескопом» слоем вещества, эквивалентным по массе всем пластинкам данной камеры Вильсона.

Все полученные им снимки остановившихся в пластинках мезонов автор делит на следующие четыре группы:

- 1) полное отсутствие каких-либо вторичных заряженных частиц;
- 2) испускание вторичного медленного протона, наблюдавшееся всего в одном случае (да и то не очень надёжно), рис. 27;
- 3) вылет энергичных (с пробегами, не укладывающимися в камере) вторичных электронов из конца мезонного трека (рис. 28); при этом последний, очевидно, следует отнести за счёт положительного мезона;
- 4) появление электронов малой энергии (повидимому, третичной природы) в пределах 2—5 MeV вблизи конца мезонного трека,

ориентированных, как правило, почти в направлении конца трека остановившегося мезона (рис. 29).

Общее число случаев каждого типа, относящихся к каждому сорту применявшихся пластинок, приведено в таблице IV, где данные в скобках включают не очень надёжные результаты (связанные в основном с трудностями идентификации остановившихся мезонов).

Сравнительный анализ приведённых данных с учётом некоторого количественного фактора, характеризующего вероятность срабатывания группы счётчиков, включённой на антисовпадения от электронов распада (за счёт чего соответствующее число случаев оказалось заниженным), приводит автора к следующим заключениям о судьбе остановившихся отрицательных μ -мезонов.

1) Энергия, приносимая захваченным μ -мезоном, обычно непосредственно не уносится из ядра ни какими-либо заряженными частицами, ни фотонами (с энергией свыше 20 MeV); последнее автор выводит из энергий, наблюдаемых им вблизи конца мезонного трека электронов, конвертируемых в основном не за счёт образования пар, а за счёт комптон-эффекта или фотоэффекта.

2) Довольно часто захват сопровождается испусканием фотонов малой энергии (до 5 MeV), связанных, повидимому, как с «высвечиванием» ядерного возбуждения, так и с излучением мезона при предварительных его переходах на всё более низкие энергетические уровни вблизи ядра (энергия связи мезона на K -оболочке составляет около 9 MeV в свинце).

Таким образом, из опытов Чанга следует, повидимому, без особых сомнений тот вывод, что энергия, выделяющаяся за счёт захвата μ -мезона, уносится какой-то нейтральной частицей (нейтроном, нейтретто или нейтрино).

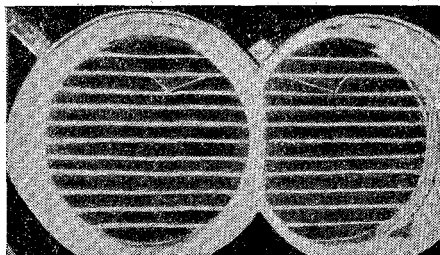


Рис. 27. Один из редких случаев испускания вторичного медленного протона, связанного, повидимому, с остановившимся мезоном¹⁰⁵.

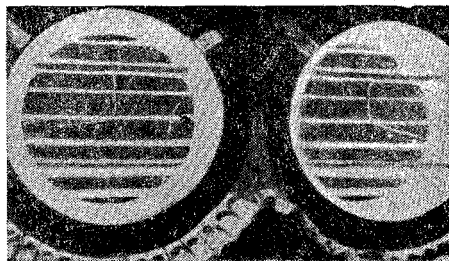


Рис. 28. Распад остановившегося (по-видимому, положительного) мезона в тонкой железной пластинке внутри камеры Вильсона¹⁰⁵.

Совсем иные статистические данные о захвате мезонов были получены недавно в работе Валли и др.¹⁰⁶, которые на высоте около 3800 м применяли камеру высокого давления (аргон под давлением

Таблица IV

Частота различных явлений, связанных с остановившимся мезоном (по данным Чанга¹⁰⁵)

Пластина, в которой остановился мезон	Отсутствие вторичных следов	Наличие электрона распада	Наличие вторичного протона	Наличие третичных электронов ($E=2-5 \text{ MeV}$)
Al 0,05 мм	3 (4)	1 (2)	—	—
Al 0,8 мм	6 (8)	3 (5)	—	—
Fe 0,7 мм	11 (14)	7 (9)	—	1
Pb 0,5 мм	17 (19)	7 (10)	(1)	1 (7)

105 атм), окружённую толстым слоем (11 см) свинца и управляющую при помощи совпадений счётчиков, выделявших ливни. В этой работе идентификация мезонов производилась сопоставлением среднего угла рассеяния с пробегом в газе камеры, которое позволяло

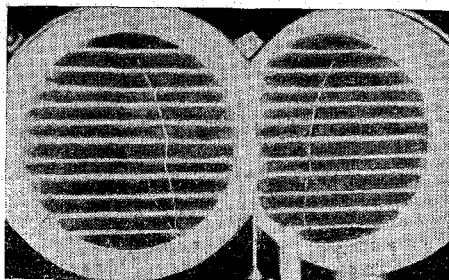


Рис. 29. Снимок в камере Вильсона, который иллюстрирует явление испускания вторичного электрона с энергией 2—5 MeV, связанного с остановившимся в пластинке мезоном¹⁰⁵.

в отдельных случаях надёжно отличать мезоны от электронов и протонов. Авторы наблюдали семь случаев испускания тяжёлой частицы из конца мезонного трека (рис. 30), причём оценка масс даёт (по рассеянию и пробегу) значения 200—300 m_e . Однако в другой работе¹⁰⁷ с камерой высокого давления, выполненной на уровне моря, было обнаружено, что остановившиеся в газе мезоны либо

дают электроны распада, если они положительные, либо не дают совсем ионизирующих частиц, если они отрицательные (как и в предыдущем случае, камера находилась в магнитном поле). Очевидно, примирить полученные результаты^{106, 107} между собой и с предыдущими (Чанг¹⁰⁵) можно лишь в том случае, если считать, что в составе ливней, рождаемых в свинце, особенно на больших высотах, имеется значительное число заряженных частиц, могущих в отличие от μ -мезонов давать при захвате ядерные расщепления с испусканием хотя бы одного протона.

Последнее утверждение кажется весьма правдоподобным, если учесть другие имеющиеся данные¹⁶ о повышенном содержании тяжёлых частиц в камере, управляемой «особыми» ливнями; правда, в упомянутом случае тяжёлые частицы, по видимому, чаще генерируются какой-то нейтральной проникающей компонентой, присутствующей в «особых» ливнях.

В заключение отметим, что некоторые данные о природе испускаемых при захвате мезона нейтральных частиц можно получить путём изучения ядер отдачи в камере Вильсона. К сожалению, имеющиеся по этому вопросу данные пока что весьма скудны; лишь в одной работе¹⁰⁹ есть упоминание о наблюдении ядра отдачи. Последнее свидетельствует, по видимому, о том, что упомянутая нейтральная частица была нейтроном. Однако другие указания, в частности отсутствие видимых ядер отдачи в фотопластинках, говорят в пользу того, что энергия покоя μ -мезона уносится более лёгкими нейтральными частицами.

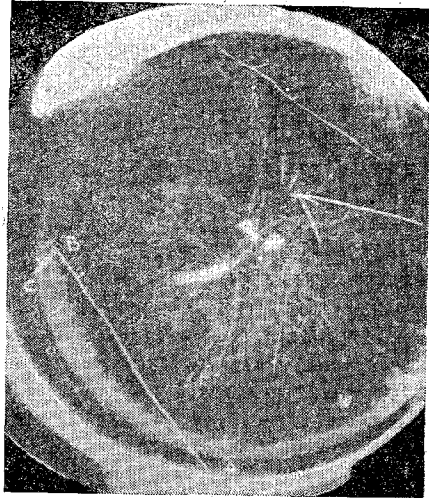


Рис. 30. Снимок в камере Вильсона высокого давления, показывающий, по видимому, ядерное расщепление, вызванное захватом в аргоне мезона с массой $200 - 300 m_e$ ¹⁰⁶. *AB* — след первичного мезона, *BC* — след вторичного протона.

§ 7. Метод фотопластинок

Среди многочисленных фотографических данных, позволяющих судить о судьбе различных отрицательных «космических» мезонов, остановившихся в фотоэмульсии, наиболее достоверны два явления.

Во-первых, разными авторами наблюдалось весьма значительное число случаев ядерных расщеплений, образующихся в конце мезонного следа (так, например, в одной только работе⁷⁶ их наблюдалось около 60). При этом в подавляющем большинстве тех случаев, когда удавалось оценить (обычно по среднему углу рассеяния; см., например¹⁰⁹) более или менее точно массу первичной частицы (σ -мезона), она оказывалась близкой к $300 m_e$ [в упомянутой выше наиболее точной работе⁷⁶ получено $M_\sigma = (275 \pm 15) m_e$].

Во-вторых, значительно (примерно в 10 раз для высоты 3 км⁷⁷) большее число мезонных следов в фотоэмульсии не кончается какими-либо сильно ионизирующими частицами (так называемые ρ -мезоны). При этом распространённость таких случаев позволяет утверждать, что это и есть мезоны со временем жизни $\tau_0 = 2$ мксек, образующие жёсткую компоненту; из них по крайней мере значительная доля относится к отрицательным остановившимся мезонам.

Измерения масс ρ -мезонов дают обычно среднее значение, близкое к $200 m_e$ (см., например⁷⁶). Более определённая оценка возможной доли тех остановившихся отрицательных μ -мезонов (с массой $200 m_e$), которые могли бы быть причислены к категории σ -мезонов, произведена в цитированной выше работе⁷⁷ на основании следующих соображений. С одной стороны, непосредственный подсчёт разных случаев показывает, что в вертикальном потоке (интервал углов $0-40^\circ$ с вертикалью) число σ -мезонов составляет около 6% от числа ρ -мезонов N_ρ , а π -мезонов — примерно на 2% меньше. С другой стороны, из полного числа $N_\rho + N_\sigma$ число отрицательных μ -мезонов N_{μ^-} должно составлять не менее 40% (как мы указывали выше, это число не является достаточно надёжным), причём около половины этого числа, т. е. 20%, должно быть захвачено согласно теоретическим и экспериментальным оценкам тяжёлыми ядрами Ag или Wg. Считая, что на самом деле должно быть $N_\sigma = N_{\pi^+}$ *, авторы сравнивают эти 20% от $N_\rho + N_\sigma$ с полученной на опыте величиной $N_\sigma - N_{\pi^+} \approx 2\%$, откуда следует, что лишь 10% отрицательных остановившихся μ -мезонов способны вызывать расщепления. Во всяком случае при учёте всех возможных неточностей и при самом крайнем допущении того, что все σ -мезоны это — отрицательные μ -мезоны, доля тех отрицательных μ -мезонов, которые при своём захвате вызывают расщепление, получается не свыше 40%, а вполне допустимо, что таких случаев вообще нет, и, следовательно, все наблюдаемые «звёзды» связаны с «тяжёлыми» σ -мезонами ($M_\sigma = 285 m_e$).

К изложенному следует добавить также ряд других особенностей, характеризующих природу и свойства «космических» мезонов, генерирующих «звёзды» в фотоэмульсии.

*) Иными словами, считается, что число отрицательных и положительных мезонов с массой около $300 m_e$ одинаково.

Прежде всего необходимо отметить, что σ -мезоны рождаются в процессе ядерных расщеплений с гораздо большей вероятностью, чем ρ -мезоны. Так, в наиболее богатой по числу исследованных случаев (около 10 000 «звёзд») работе²⁰ среди 20 мезонов вторичного происхождения*) по крайней мере 17 были σ -мезоны. Казалось бы, что и положительные π -мезоны должны были испускаться в «звёздах» довольно часто, однако фактическое их отсутствие вполне можно отнести за счёт большой (по сравнению с σ -мезонами) начальной энергии, связанной с кулоновским отталкиванием.

Далее, применение фотоэмульсий высокой чувствительности позволило в одной из последних работ¹⁷ обнаружить в конце треков σ -мезонов три случая испускания электронов малой энергии (порядка 15 KeV). Тракуемые как результат эффекта Ожэ при последовательных переходах σ -мезонов к своим K -уровням вблизи ядер эмульсии, эти случаи подтверждают исходные предположения, фигурирующие в подсчётах по определению масс M_σ , о том, что расщепления вызываются именно в самом конце пробега σ -мезона**).

Наконец, среди «ядерно-активных» остановившихся мезонов, вызывающих «звёзды», обнаружены в последнее время и мезоны с массами, превышающими $300 m_e$. Так, например, в таблице I нами был приведён наблюденный Лепренс-Ринге³⁰ случай расщепления, вызванного мезоном с массой не менее $700 m_e$. Аналогичные оценки масс (400 — $700 m_e$) давались также Лукирским и Перфиловым⁸¹. Эти авторы отбирали так называемые «безимпульсные» расщепления, в которых сумма импульсов всех заряженных частиц равнялась нулю, и считали, что сумма импульсов, уносимая нейтральными частицами, в этом случае также равна нулю, а их энергия равна суммарной энергии заряженных частиц «звезды». Тогда общая величина выделенной в «звезде» энергии служила мерой энергии покоя для частицы, вызвавшей расщепление, но невидимой из-за низкой чувствительности фотоэмульсии. Однако метод, основанный на выборе «безимпульсных» расщеплений и подсчёте выделенной в них энергии, вызывает принципиальные возражения; действительно, импульс, приходящийся в таком расщеплении на долю нейтронов, может оказаться достаточно большим, и поэтому заключение о происхождении подобной «звезды» за счёт захвата остановившейся частицы представляется сомнительным.

Представление о том, что мезоны с массой около $300 m_e$ являются значительно более активными в смысле ядерных взаимодействий убедительно подтверждается совокупностью опубликованных данных

*) Явления генерации мезонов в ядерных расщеплениях наблюдались много раз и в камере Вильсона¹⁰, однако ни в одном из этих случаев нельзя указать, какие именно мезоны рождались.

**) Тот факт, что медленные электроны встречаются в этих наблюдениях, всё же далеко не каждый раз указывает, повидимому, на преобладающую роль излучения в переходах σ -мезонов на те или иные уровни вблизи ядра.

об «искусственных» мезонах. Как было уже упомянуто, в одной из работ^{35, 82} было произведено сопоставление масс для «искусственных» мезонов (отрицательных), вызывающих и не вызывающих расщепления в конце пробегов. Оказалось, что массы первых группируются около значения $300 m_e$, массы вторых — около значения $200 m_e$. Вспоминая те первые опыты, которые доказали «аномально» слабое ядерное взаимодействие μ -мезонов (метод запаздывающих совпадений), естественно сравнить вероятность спонтанного распада с вероятностью захвата и для «искусственных» мезонов. Выше уже

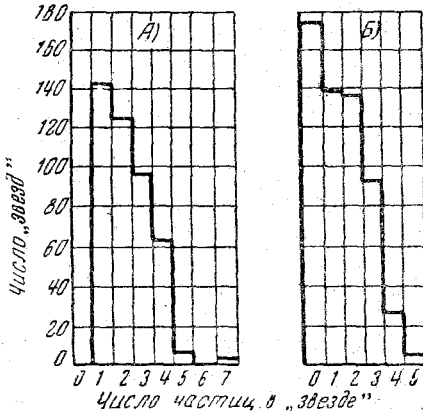


Рис. 31. Распределение ядерных расщеплений, вызываемых «космическими» (А) и «искусственными» (Б) остановившимися мезонами по числу испускаемых заряженных частиц¹¹³.

было упомянуто об определении³⁷ времени жизни τ именно для σ -мезонов. С этой целью пластинки, регистрирующие расщепления от мезонов, получаемых в фазотроне, располагались на различной глубине в каналах, форма которых совпадала с траекториями пучка σ -мезонов в магнитном поле фазотрона; убывание числа «звезд» вдоль канала и служило мерой времени жизни σ -мезонов в пучке. В то же время ни в этом, ни в других опытах по исследованию отрицательных «искусственных» мезонов не наблюдалось, повидимому, случаев распада $\sigma \rightarrow \mu$.

Это означает, что в отличие от обычных μ -мезонов для мезонов с массой около $300 m_e$ даже в лёгких веществах эмульсии время жизни для захвата отрицательной частицы ядром значительно меньше, чем 10^{-8} сек. Это обстоятельство вместе с фактом довольно больших эффективных сечений генерации при столкновении быстрых нуклонов позволяет надеяться¹¹¹, что именно π - (и σ -) мезоны это и есть частицы, имеющие прямое отношение к ядерным силам обменного типа (хотя, как будет видно из дальнейшего, сейчас нельзя исключить и другие возможности). Однако следует иметь в виду, что даже при захвате ядрами σ -мезонов, повидимому, далеко не вся энергия покоя μc^2 выделяется в виде кинетической энергии продуктов ядерного расщепления. Об этом свидетельствует, например, проведённое недавно¹¹² исследование распределения по числу частиц «звезд», вызванных в одном случае мезонами космического излучения, а в другом случае — искусственно генерируемыми отрицательными мезонами. В обоих случаях получаются довольно сходные картины (рис. 31), которые свидетельствуют о выделении энергии в «звезде», значительно

меньшем, чем величина $\mu_{\pi}c^2 = 150$ MeV. К сожалению, отсутствие подобных данных для опытов с пластинками высокой чувствительности не позволяет считать указанную оценку выделения энергии в «звезде» достаточно надёжной.

Резюмируя экспериментальный материал, изложенный в данном разделе, можно утверждать следующее:

1) вероятность взаимодействия μ -мезонов с ядрами оказалась на много порядков меньше; чем это следовало из существующей теории ядерных сил;

2) среди продуктов захвата μ -мезонов нейтроны обнаруживаются во всяком случае значительно чаще, чем протоны, что вместе с фактом испускания фотонов малой энергии свидетельствует о сравнительно малом возбуждении ядра при захвате мезона;

3) для π -мезонов вероятность ядерного захвата оказалась во много раз больше; причём для тех же мезонов во много раз больше оказались и возбуждение ядра при захвате и эффективное сечение для обратного процесса — генерации этих частиц быстрыми нуклонами;

4) имеются указания о существовании ядерно-активных мезонов других масс, отличных от 200 или 300 m_e .

IV. ВОЗМОЖНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ПРИРОДЕ И СВОЙСТВАХ μ - И π -МЕЗОНОВ

Изложенные выше экспериментальные данные о распаде и захвате остановившихся мезонов привели к коренным изменениям теоретических представлений не только для явлений, связанных с космическим излучением, но частично и для проблемы ядерных сил. Ниже будет сделана попытка беглого обзора появившихся за последнее время различных качественных и количественных построений, позволяющих дать удовлетворительное, хотя пока что отнюдь не однозначное, объяснение тому или иному из интересующих нас здесь процессов. При этом станет очевидным, что требуются ещё некоторые новые экспериментальные данные как для устранения указанной неоднозначности, так и для решающей количественной проверки той или иной из возможных гипотез.

§ 8. Распад μ -мезона

Совокупность экспериментальных данных о продуктах распада μ -мезона (т. е. частицы с массой около 200 m_e и временем жизни около 2 μ сек) и, в частности, о спектре электронов распада заставляет прежде всего рассмотреть возможность распада не на две (как это считалось прежде), а на три частицы. При этом как более сложный характер распада, так и отсутствие непосредственной количественной связи данного явления с ядерным β -распадом приводят к следующим неопределённостям в исходных положениях возможных

теорий: 1) не известен спин исходного мезона и продуктов его распада (за исключением электрона); 2) не известна масса нейтральных продуктов распада, а масса исходного мезона известна недостаточно точно.

Изложенные в разделе III данные заставляют предполагать, что более вероятен полуцелый спин μ -мезона*). Что касается природы остальных продуктов распада, то, помимо общего соображения о полуцелом спине всех известных до сих пор элементарных частиц, некоторый довод в пользу полуцелого спина¹¹³ выяснится при анализе полученных результатов. Наиболее полно все возможности, которые представляются для теории распада с участием частиц половинного спина, рассмотрены количественно в работе¹¹⁴. В этой работе рассматривается случай превращения заряженного мезона либо в нейтральный (процесс $\mu^\pm \rightarrow \mu^0 + e + \nu$), либо в одну из лёгких частиц (процесс $\mu^\pm \rightarrow e + 2\nu$). Причиной указанного квантового перехода является формально взаимодействие с полем лёгких частиц (e или ν). Подобно теории β -распада, по Ферми, в которой распад трактуется как процесс типа $n + \nu \rightarrow e^- + p$, здесь можно рассчитать спектр электронов, т. е. вероятность dW_e того, что будет испущен электрон с импульсом p_e . Эта вероятность выражается по обычным формулам теории возмущений через квадрат матричного элемента энергии взаимодействия H . Как и в теории β -распада, энергию взаимодействия можно выразить через одну из пяти простейших возможных релятивистски инвариантных комбинаций матриц Дирака. Так, например, в векторном варианте теории

$$H = g(1 - \sigma_N \alpha_L)(\tau_N \tau_L + \tau_N^* \tau_L^*) \sigma (X_N - X_L), \quad (5)$$

где индекс N относится к основной частице (мезон), а L — к лёгким частицам (электрон, нейтрино), операторы τ связаны с переходом тяжёлой или лёгкой частицы в частицу другого вида (например, превращение $\mu \rightarrow \mu^0$), X — координаты.

Константа взаимодействия «основной» частицы с полем лёгких частиц, g может быть определена вычислением полной вероятности процесса (путём интегрирования по спектру электронов) и сравнением этой вероятности с величиной $\frac{1}{\tau_0} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ сек.⁻¹. Почти во всех вариантах теории значение константы g ($\sim 10^{-49}$ эрг·см³) получается по порядку величины совпадающим с аналогичной константой, получаемой для процесса спонтанного распада свободного нейтрона (или β -распада лёгких ядер). Если этому обстоятельству придавать существенное значение (пока что это представляется не более чем совпадением), то можно не только обосновать выбор исходных положений о полуцелых спинах всех частиц, но и выбрать между различными вариантами данной теории. Дело в том, что в отличие от β -распада в данном случае различные варианты теории дают как

*) Подробнее об этом будет сказано ниже.

различные виды электронного спектра, так и различные значения (при заданном g) для полной вероятности процесса.

Что касается формы электронного спектра, то пока что все варианты теории почти в равной степени не противоречат опыту, давая

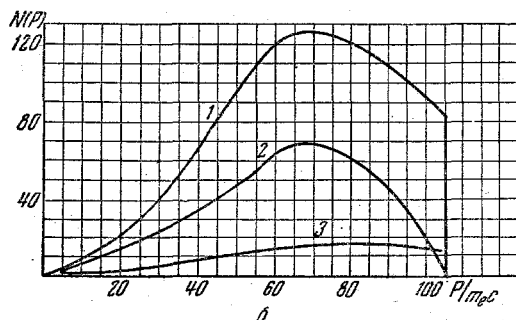
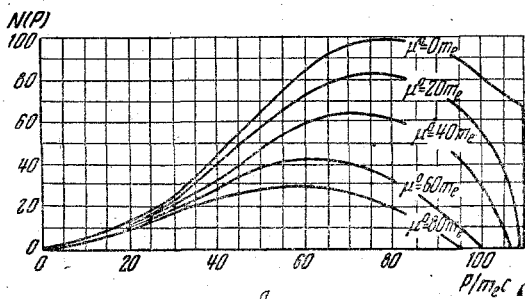


Рис. 32. Формы импульсных спектров электронов распада по вычислениям Уиллера и Тимонно 14. а) Кривые для распада $\mu \rightarrow e + \nu + \mu^0$ по векторному варианту теории при значениях масс $\mu = 220 m_e$ и $\mu^0 = 0 - 30 m_e$. б) Спектры для процесса $\mu \rightarrow e + 2\nu$ (при $\mu = 210 m_e$) по различным вариантам теории (1 — векторный и псевдовекторный, 2 — тензорный, 3 — скалярный и псевдоскалярный).

спектры, размытые от 0 до значения $p_{\text{макс}}$, определяемого массами тяжёлых частиц μ, μ^0 , участвующих в процессе*), и сдвинутые от $p = 1/2 p_{\text{макс}}$ в сторону больших импульсов (рис. 32, а и б).

§ 9. Ядерный захват μ -мезона

В настоящее время для объяснения слабого взаимодействия μ -мезонов с нуклонами представляются возможности трёх типов: либо продолжать связывать теорию ядерных сил именно с μ -мезонами,

*) Как было указано, максимально допустимое значение массы μ^0 составляет $30 m_e$.

изменив в корне исходные представления этой теории, либо считать, что рассматриваемое взаимодействие есть процесс второго порядка, возможный лишь через посредство других ядерно-активных мезонов, в частности π -мезонов, либо, наконец, рассматривать захват вообще независимо от каких-либо ядерных сил.

К первой группе возможных представлений относится, прежде всего, попытка построения теории ядерных сил с использованием идеи квантования пространства, предложенной Амбарцумяном и Иваненко¹¹⁵; в подобной теории можно объяснить, при некоторых дополнительных предположениях, почему для лёгких ядер, имеющих малый радиус, процесс захвата ядерно-активного мезона идёт с очень малой вероятностью¹¹⁶.

Более подробно была исследована возможность, связанная с парно-мезонным характером обменного взаимодействия нуклонов. Расчёты подобного рода взаимодействий с участием нейтральных (μ^0) и заряженных (μ) мезонов с полуцелыми спинами приведены в работе Маркова с сотрудниками¹¹⁷, причём в последнем случае удаётся объяснить экспериментальный ход кривой вероятности захвата μ -мезона, считая, что разность масс $\mu - \mu^0$ лежит в пределах $10 - 25 m_e$. Как показали, однако, анализ Вейскопфа¹¹⁸ и опыт Нересона¹¹⁹, который сравнивал вероятность захвата в разных изотопах бора, непосредственно применять указанные выше представления нельзя, ибо опыт не обнаруживает должной зависимости процесса от величины масс-дефектов конечных продуктов реакции. Дальнейшее развитие той же идеи, но уже независимо от ядерных сил, принадлежит Уиллеру¹²⁰. В своей работе (совместно с Тиомно) он также предполагает, что μ -мезон и связанный с ним в процессах парного обменного взаимодействия нейтральный мезон μ^0 обладают спинами $\frac{1}{2}$, следовательно, подчиняются уравнениям Дирака. При этом возможно вычислить вероятность захвата μ -мезона с помощью упомянутой уже выше аналогии с теорией β -распада (точнее, K -захвата) по Ферми.

В данном случае по сравнению с распадом появляется дополнительная трудность, связанная с правильным учётом волновых функций нуклонов в ядре. Однако при анализе трёх совершенно различных ядерных моделей оказывается, что, повидимому, во всех случаях функция возбуждения конечного ядра в зависимости от энергии этого возбуждения сильно спадает уже к энергиям порядка 15 MeV при любой массе нейтрального мезона μ^0 . Это распределение возбуждений хорошо согласуется с опытом (см. резюме в конце III раздела). Что касается полной вероятности захвата, то её естественно можно согласовать с опытом за счёт произвольного выбора константы взаимодействия g . При этом авторы обращают внимание на совпадение полученного значения g (по порядку величины) с тем, что уже получалось раньше для взаимодействий с лёгкими частицами нуклонов

и мезонов в отдельности. Однако гораздо более важным является здесь правильный (с точки зрения опыта) вывод о слабом возбуждении конечного ядра благодаря вылету нейтрального мезона, уносящего большую часть энергии покоя μ -мезона. Именно это обстоятельство и является наиболее сильным доводом в пользу половинного значения спина μ -мезона, использованного в упомянутой выше гипотезе распада.

«Гипотезы второго типа представляются сейчас более естественными, поскольку на опыте доказано как более сильное ядерное взаимодействие π -мезонов, так и возможность взаимного превращения π - и μ -мезона (правда, непосредственно известен лишь процесс типа $\pi \rightarrow \mu + \mu^0$, однако из общих соображений можно утверждать существование обратного процесса и подсчитать его вероятность). При этом можно количественно связать вероятность захвата μ -мезона, как двухступенчатого процесса, с известными вероятностями двух указанных простейших процессов; независимо от конкретного варианта теории удаётся получить согласие с опытом (по порядку величины)¹²¹.

Рассмотрим здесь единственную из имеющихся пока количественных теорий указанного типа, связанную с так называемой двухмезонной гипотезой Бете-Маршака¹¹¹. Бете и Маршак предполагают, что исследованные методом фотопластинок π -мезоны — суть те ядерные частицы, которые ответственны наряду с другими возможными частицами за взаимодействие нуклонов в стабильных ядрах. Неизбежное для ядерных частиц Юкавы приближённое соотношение $r_0 \sim \frac{\hbar}{\mu c}$ (r_0 — радиус действия ядерных сил, μ — масса мезона) в данном случае, как показывают специальные вычисления¹²², выполняется во всяком случае не хуже, чем для частиц с массой $200 m_e$. Если заранее отказаться от попытки свести к тем же π -мезонам явления, связанные с β -распадом ядер, а также пренебречь возможностью существования заряженных мезонов других масс, так или иначе связанных с появлением μ -мезонов, то удаётся объяснить без каких-либо существенных противоречий совокупность всех имеющихся данных о π - и μ -мезонах.

Действительно, как показывают опыты с получением «искусственных» π -мезонов, слабое ядерное взаимодействие μ -мезонов может привести к тому, что наблюдаемую на опыте жёсткую компоненту космических лучей нужно будет целиком отнести за счёт распада π -мезонов, генерируемых в высших слоях атмосферы первичной протонной компонентой. При этом благодаря значительной разнице во временах жизни для π - и μ -мезонов все существующие наблюдения распада частиц жёсткой компоненты будут давать время $\tau_0 \approx 2$ миксек. Это относится и к данным Вернова с сотрудниками¹⁵, позволяющим разделить высотный ход жёсткой компоненты почти вплоть до самой границы атмосферы на кривую поглощения первичных про-

тонов и кривую генерации μ -мезонов, и к расчётам¹²³ спектра жёсткой компоненты на разных высотах. Если считать, что быстрые π -мезоны обладают значительным (хотя и меньше геометрического) эффективным сечением для ядерных взаимодействий, то удаётся, как отмечено выше, удовлетворительно объяснить⁸⁴ дополнительно и такие явления, как излом спектра жёсткой компоненты в области больших энергий. Самое главное, что даёт сейчас двухмезонная гипотеза, это — объяснение факта слабого ядерного взаимодействия μ -мезонов при очень большом, близком к геометрическому, эффективном сечении для поглощения первичной протонной компоненты. При этом распадный характер промежуточного процесса генерации мезонов другого типа, наверно, является единственно возможным способом устранить указанную трудность¹²⁴, ибо возможность, связанная с кратным характером процесса генерации μ -мезонов¹²⁵, в свою очередь, повидимому, требует¹²⁶, чтобы мезонное поле имело большую константу взаимодействия с нуклонами.

Однако при всех своих достоинствах двухмезонная гипотеза вызывает сейчас и серьёзные трудности в понимании ряда явлений космического излучения. Прежде всего с указанной точки зрения невозможно объяснить все процессы, связанные с генерацией и распадом варитронов. В стороне остаются также и отмеченные выше (раздел III) явления ядерных взаимодействий мезонов с массами, отличными от 200 или 300 m_e .

В связи с этим отметим, что за последнее время предпринято несколько попыток^{127, 128} построения теорий, описывающих мезоны с определённым спектром масс, однако встречающиеся на этом пути трудности не позволяют пока применять указанные представления к явлениям космического излучения.

В заключение вернёмся ещё к проблеме определения спина мезонов различного типа, столь важной для построения соответствующих теорий. В этом направлении вполне определённые результаты могут дать именно опыты, относящиеся к захвату остановившихся мезонов ядрами. Помимо приведённых выше соображений, связанных с величиной ядерного возбуждения при захвате и заставляющих предполагать⁸⁶ половинный спин для μ -мезона и целый спин для π -мезона, большой интерес приобретают возможные опыты с захватом мезонов в водороде. Кроме вопросов, связанных со специфическим поведением таких систем, как мезоводород¹³⁰, указанные процессы должны помочь изучению природы продуктов захвата и определить спин мезона с гораздо большей степенью однозначности, чем в случае захвата более сложными ядрами и вообще в каких-либо других опытах. В то же время практическая выполнимость подобных задач прекрасно иллюстрируется упоминавшимися выше^{106, 107} исследованиями с камерами Вильсона высокого давления. Что касается опытов по исследованию продуктов распада тех или иных мезонов, то они, возможно, дадут возможность в ближайшее время решить

несколько иную задачу: зная спины всех заряженных частиц, участвующих в процессе, определить спин нейтрального мезона (если окажется, что «обычное» нейтрино недостаточно для объяснения всех распадных процессов). Большое значение ¹³¹ имеет изучение продуктов распада также для решения вопроса о равновесной мягкой компоненте. При этом трудности в правильном экспериментальном определении её интенсивности ⁸ привели уже сейчас к тому, что именно знание природы распада позволяет дать определённые заключения о полной энергии и потоке равновесной электронно-фотонной компоненты, а не наоборот.

В заключение автор благодарит С. Н. Вернова и М. А. Маркова за критический просмотр рукописи и ряд ценных замечаний.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Д. Иваненко, Nature 129, 798 (1932).
2. И. Е. Тамм, Nature 133, 981 (1934).
3. Д. Д. Иваненко, Nature 133, 981 (1934).
4. Н. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17, 48 (1935).
5. S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, Phys. Rev. 51, 884 (1937).
6. V. Nishina, M. Takeuchi and T. Ichimiya, Phys. Rev. 52, 1198 (1937).
7. С. З. Беленький, сб. «Мезон», ГТТИ, М.—Л., 1947, стр. 146.
8. Е. Л. Фейнберг, сб. «Мезон», М.—Л., 1947, стр. 80.
9. В. Л. Гинзбург, сб. «Мезон», М.—Л., 1947, стр. 72.
10. Л. Н. Кораблёв, А. Л. Любимов и А. В. Миллер, ДАН СССР 61, 633 (1948).
11. Л. Н. Кораблёв, А. Л. Любимов и А. Т. Невраев, ДАН СССР 68, 273 (1949).
12. С. V. Chao, Phys. Rev. 75, 581 (1949).
13. Г. Т. Зацепин, ДАН СССР 67, 993 (1949).
14. В. И. Векслер, Н. А. Добротин и др., ЖЭТФ 19, 826 (1949).
15. Н. Г. Биргер, Л. Т. Барадзей, С. Н. Вернов и Ю. А. Смородин, ДАН СССР 63, 233 (1948).
16. С. А. Азимов, Н. Г. Биргер и А. Н. Горбунов, ДАН СССР 65, 625 (1949).
17. В. Rossi, Rev. Mod. Phys. 21, 104 (1949).
18. W. B. Fretter, Phys. Rev. 73, 41 (1948).
19. С. Е. Nielsen and C. F. Powell, Phys. Rev. 63, 384 (1943).
20. C. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature 162, 166 (1946).
21. Г. Б. Жданов и А. А. Наумов, ДАН СССР 60, 1319 (1948).
22. C. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature 161, 551 (1948).
23. W. Hartsongh, E. Heyward and W. M. Powell, Phys. Rev. 75, 905 (1949).
24. А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ДАН СССР 55, 709 (1947).
25. А. Алиханян, А. Вайсенберг, В. Харитонов и М. Дайон, ДАН СССР 60, 1515 (1948).
26. А. Алиханян, А. Вайсенберг, В. Харитонов, М. Дайон и А. Константинов, ДАН СССР 61, 39 (1948).
27. А. Алиханян, В. Морозов, А. Хримян, Г. Мусхелишвили и В. Камалия, ЖЭТФ 19, 102 (1949).
28. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, В. М. Морозов и А. В. Хримян, ДАН СССР 61, 35 (1948).

29. А. Алиханян, А. Алиханов и С. Никитин, Journ. of Phys. 9, 56 (1945).
30. Л. Мысовский и П. Чижев, Zeits. f. Physik 44, 408 (1927).
31. А. Жданов, ДАН СССР 20, 645 (1938); 28, 110 (1940).
32. С. М. G. Lattes, С. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature 160, 453, 486 (1947).
33. А. Н. Горбунов и И. В. Чувило, ДАН СССР 61, 1019 (1948).
34. К. I. Greisen, Phys. Rev. 73, 521 (1948).
35. J. Burfening, E. Garder and C. M. G. Lattes, Phys. Rev. 75, 382 (1949).
36. E. Gardner, Phys. Rev. 75, 1468 (1949).
37. I. R. Richardson, Phys. Rev. 74, 1720 (1948).
38. C. G. Montgomery, W. E. Ramsey, D. B. Cowie and D. D. Montgomery, Phys. Rev. 56, 635 (1939).
39. Г. Б. Жданов и А. А. Наумов, ЖЭТФ 19, 273 (1949).
40. Н. К. Тicho, Phys. Rev. 74, 1337 (1948).
41. N. Nereson and B. Rossi, Phys. Rev. 62, 417 (1942); 64, 199 (1943).
42. H. K. Ticho, Phys. Rev. 72, 255 (1947).
43. B. Rossi, M. Sands and R. F. Sard, Phys. Rev. 72, 120 (1947).
44. Г. Б. Жданов и А. А. Хайдаров, ДАН СССР 65, 287 (1949).
45. E. P. Hinks and B. Pontecorvo, Phys. Rev. 74, 697 (1948); 75, 341 (1949).
46. I. Steinberger, Phys. Rev. 74, 500 (1948); 75, 1136, 1315 (1949).
47. Д. М. Блохинцев и П. Э. Немировский, сб. «Мезон», М.—Л., 1947, стр. 56.
48. H. Primakoff, Phys. Rev. 74, 878 (1948).
49. J. J. Horowitz, C. Kofoed-Hansen and I. Lindhard, Phys. Rev. 74, 713 (1948).
50. С. Н. Вернов, ЖЭТФ 19, 621 (1949).
51. E. P. Hinks and B. Pontecorvo, Phys. Rev. 73, 257, 1122 (1948).
52. R. D. Sard and E. I. Althaus, Phys. Rev. 74, 1364 (1948).
53. R. I. Finkelstein, Phys. Rev. 72, 415 (1947).
54. O. Riccioni, Phys. Rev. 74, 1236, 1754 (1948).
55. R. W. Thompson, Phys. Rev. 74, 490 (1948); 75, 1315 (1949).
56. S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, Phys. Rev. 54, 88 (1948).
57. E. I. Williams and G. E. Roberts, Nature 145, 102 (1940).
58. R. P. Shutt, S. De-Benedetti and T. H. Johnson, Phys. Rev. 62, 552 (1942).
59. C. D. Anderson, R. V. Adams, P. E. Lloyd and R. R. Rau, Phys. Rev. 72, 724 (1947).
60. R. V. Adams, C. D. Anderson, P. E. Lloyd, R. R. Rau and R. C. Saxena, Rev. Mod. Phys. 20, 334 (1948).
61. Н. Биргер и Л. Эйбус, ДАН СССР 65, 819 (1949).
62. E. C. Fowler, R. L. Cool and I. C. Street, Phys. Rev. 74, 111 (1948).
63. K. C. Wang and S. B. Jones, Phys. Rev. 74, 1547 (1948).
64. J. C. Fletcher and H. K. Forster, Phys. Rev. 75, 204 (1949).
65. R. B. Leighton, C. D. Anderson and A. J. Seriff, Phys. Rev. 75, 1432 (1949).
66. G. E. Valley, Phys. Rev. 72, 772 (1947).
67. I. G. Retallack, Phys. Rev. 73, 921 (1948).
68. J. Z. Zar, J. Hershkowitz and E. Berezin, Phys. Rev. 74, 111 (1948).
69. P. G. Kruger and L. W. Smith, Phys. Rev. 68, 104 (1945).
70. C. D. Rochester and C. G. Butler, Nature, 160, 655 (1947).
71. R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, Nature 163, 47, 82 (1949).

72. Г. Е. Беловицкий и Л. В. Сухов, ДАН СССР 61, 243 (1948).
73. J. B. Harding, Nature 163, 440 (1949).
74. R. B. Brode, Phys. Rev. 75, 904 (1949).
75. C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature 159, 694 (1947).
76. Y. Goldschmidt-Clermont, D. T. King H. Muirhead and D. M. Ritson, Proc. Phys. Soc. 61, 183 (1948).
77. U. Camerini, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, Nature 162, 433 (1948).
78. А. И. Алиханян, Д. М. Самойлович, И. И. Гуревич и Х. А. Бабаян, ЖЭТФ 19, 667 (1949).
79. R. M. Langer and H. Yagoda, Phys. Rev. 74, 1238 (1948).
80. L. Leprince-Ringuet, Rev. Mod. Phys. 21, 42 (1949).
81. П. И. Лукирский и Н. А. Перфилов, ДАН СССР 61, 259 (1948).
82. W. H. Barnes, E. Gardner and C. M. G. Lattes, Phys. Rev. 74, 1558 (1948).
83. А. А. Вайсенберг, ЖЭТФ 19, 727 (1949).
84. А. Б. Мигдал и И. Я. Померанчук, ДАН СССР 27, 652 (1940).
85. S. Tomonaga and G. Araki, Phys. Rev. 58, 90 (1941).
86. F. Rasetti, Phys. Rev. 59, 613 (1941); 60, 198 (1941).
87. M. Conversi, E. Pancini and O. Piccini, Phys. Rev. 71, 209 (1947).
88. M. H. Shamos, M. G. Levy and I. S. Lowen, Phys. Rev. 74, 1237 (1948).
89. T. Sigurgeirsson and A. Yamakawa, Phys. Rev. 71, 319 (1947).
90. E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. 72, 399 (1947).
91. J. A. Wheeler, Phys. Rev. 71, 320 (1947).
92. H. K. Ticho and M. Schein, Phys. Rev. 73, 81 (1948).
93. G. E. Valley, Phys. Rev. 73, 1251 (1948).
94. G. W. Kissinger and D. Cooper, Phys. Rev. 74, 349, 1237 (1948).
95. W. L. Krausharr, Phys. Rev. 73, 1408 (1948).
96. R. D. Sard and A. H. Benade, Phys. Rev. 74, 1237 (1948).
97. G. E. Valley, Rev. Mod. Phys. 21, 35 (1949).
98. T. Sigurgeirsson and A. Yamakawa, Rev. Mod. Phys. 21, 124 (1949).
99. E. Fermi, E. Teller and W. Weisskopf, Phys. Rev. 71, 314 (1947).
100. R. D. Sard, W. B. Ittner, A. M. Conforto and M. F. Crouch, Phys. Rev. 74, 97 (1948).
101. G. Groetzingler and G. W. McClure, Phys. Rev. 74, 341 (1948).
102. G. W. McClure and G. Groetzingler, Phys. Rev. 75, 340 (1949).
103. A. R. Tobay, Phys. Rev. 75, 894 (1949).
104. T. H. Johnson and R. P. Shutt, Phys. Rev. 61, 380 (1942).
105. W. Y. Chang, Rev. Mod. Phys. 21, 166 (1949).
106. C. P. Leavitt, G. E. Valley and J. A. Vitale, Phys. Rev. 75, 201, 1328 (1949).
107. R. P. Shutt, G. R. Hoke, W. A. Tuttle and C. F. O'Neill, Phys. Rev. 75, 1329 (1949).
108. R. B. Leighton, C. D. Anderson and A. J. Seriff, Phys. Rev. 75, 1466 (1949).
109. S. Lattimore, Nature 161, 518 (1948).
110. W. E. Hazen, Phys. Rev. 65, 67 (1944).
111. R. E. Marshak and H. A. Bethe, Phys. Rev. 72, 506 (1947).
112. C. Powell, Jour. de Phys. et Rad. 9, 289 (1948).
113. O. Klein, Nature 161, 897 (1948).
114. J. Tiomno and J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 144 (1949).
115. А. Амбарцумян и Д. Иваненко, Zeits. f. Phys. 64, 563 (1930).
116. A. March, Phys. Rev. 73, 1205 (1948).
117. В. Лебедев и М. Марков, ЖЭТФ 19, 292 (1949).

118. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 72, 155 (1947).
 119. N. G. Nereson, Phys. Rev. 74, 509 (1948).
 120. J. Tiomno and J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 153 (1949).
 121. E. Clementel e G. Puppi, Nuovo Cimento 5, 505 (1948).
 122. L. L. Foldy, Phys. Rev. 72, 125 (1947).
 123. G. F. Chew, Phys. Rev. 73, 1128 (1948).
 124. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 72, 510 (1947).
 125. H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer and S. A. Wouthuysen, Phys. Rev. 73, 127 (1948).
 126. W. Heisenberg, Kosmische Strahlung, Berlin, Springer, 1943.
 127. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ 17, 115 (1947).
 128. С. В. Измайлов, ДАН СССР 58, 1019 (1947).
 129. M. Born and A. E. Rodriguez, Nature 163, 320 (1949).
 130. Д. Иваненко и А. Соколов, ДАН СССР 58, 1329 (1947).
 131. А. Алиханян, А. Алиханов и С. Никитин, Jour. of Phys. 6, 230 (1942).
-