

# Наглядный способ регистрации заряженных частиц

О. ЕГОРОВ

**Ф**ИЗИКЕ ИЗВЕСТНЫ ЧЕТЫРЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ типа взаимодействия: гравитационное, электромагнитное, сильное и слабое. Два первых простираются на большие расстояния и поэтому были изучены раньше других. Чтобы исследовать сильные и слабые взаимодействия микрочастиц, многие из которых являются элементарными, нужны реакторы, ускорители и весьма изощренные методы наблюдения.

Значительная часть явлений физики микромира может быть объяснена с помощью фотографий, сделанных в пузырьковых камерах. О них и пойдет речь в статье.

## Как устроена пузырьковая камера

Пузырьковая камера была изобретена американским физиком Д. Глейзером в начале 50-х годов XX века (в 1960 году за это открытие ему была присуж-



Иллюстрация П. Чернского

дена Нобелевская премия). В пузырьковой камере частица движется в перегретой жидкости, т.е. в жидкости, нагретой выше точки кипения. Это состояние неустойчиво, и через некоторое время жидкость начинает кипеть. Если через камеру пролетает быстрая заряженная частица, то вскипание происходит около сгустков ионов, и вдоль следа частицы образуется цепочка пузырьков. (Нечто похожее можно наблюдать, бросив в стакан с пивом мельчайшую крупинку поваренной соли: падая, она оставляет след из пузырьков газа.)

Пузырьковые камеры обычно используются для регистрации актов взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами жидкости или актов распада частиц. В первом случае рабочая жидкость исполняет роль мишени и регистрирующей среды. Диапазон возможных рабочих жидкостей пузырьковой камеры очень велик: от жидкого водорода до жидкого ксенона. Таким образом, камеры позволяют изучать взаимодействие микрочастиц как с самым легким ядром, т.е. протоном, так и со сложной ядерной системой, состоящей, например, из 54 протонов и 77 нейтронов (ядро ксенона).

Пузырьковую камеру удалось прекрасно приспособить к работе с пульсирующими ускорителями: цикл ее работы достаточно короток, а искажения следов, вызванные турбулентными движениями жидкости, невелики. Обычно камера работает в сильном магнитном поле, что позволяет измерить импульсы заряженных частиц и произвести весьма точный кинематический анализ исследуемого события.

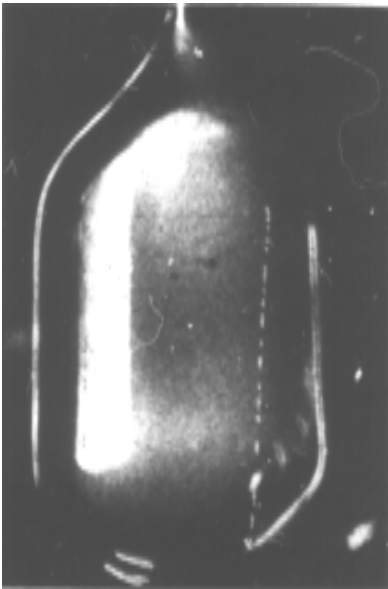


Рис. 1. Первая пузырьковая камера Д.Глейзера. Ее объем всего лишь  $2,5 \text{ см}^3$ . Сосуд из толстого стекла наполнен эфиром, который находится под давлением и не кипит. Если давление снять, эфир окажется в перегретом состоянии и может оставаться в нем довольно долго. Прошедшая через камеру космическая частица вызывает образование пузырьков по своему следу, после чего начина-

Первые пузырьковые камеры имели объем всего лишь несколько кубических сантиметров. На рисунке 1 показан след заряженной космической частицы, полученный в такой камере, наполненной жидким эфиром при температуре  $140^\circ \text{C}$ .

Многие лаборатории внесли свой вклад в технику пузырьковых камер. Так, уже к середине 60-х годов на ускорителях работали камеры метровых размеров. Упомянем, например, о французской камере «Мирабель», работавшей на ускорителе Института физики высоких энергий в Провиньо (объем  $12 \text{ м}^3$ ),

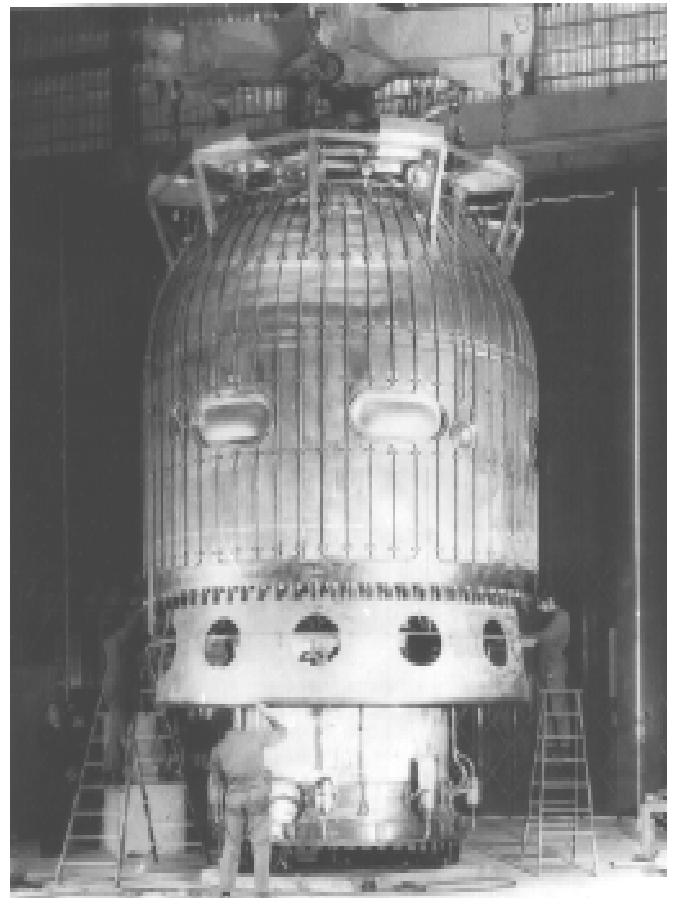


Рис.2. Монтаж Большой Европейской Пузырьковой камеры (BEBC) в ЦЕРНе.

о камере BEBC (Big European Bubble Chamber – Большая Европейская Пузырьковая Камера) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) близ Женевы (объем  $35 \text{ м}^3$ ) и о камере ускорителя Фермиевской лаборатории в Чикаго (объем  $33 \text{ м}^3$ ).

На больших ускорителях достаточно иметь одну-две большие камеры. Их производительность – миллионы снимков в год. Снабдив снимками лаборатории, имеющие измерительную аппаратуру и единую программу обработки, можно объединить усилия многих научных коллективов в поисках редких событий. Современные исследования в области физики высоких энергий, выполненные этим методом, часто заканчиваются публикациями, у которых многие десятки авторов, иногда работающих на различных континентах.

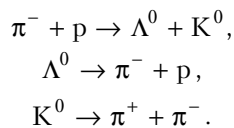
На рисунке 2 показан общий вид камеры BEBC в момент монтажа. Камера представляет собой цилиндр высотой 2 м и диаметром 3,7 м, увенчанный купольным сводом, на котором смонтированы четыре фотокамеры для стереоскопического фотографирования и перископическая система визуального наблюдения. В нижней части расположена расширительная система, предназначенная для периодического, синхронизованного с импульсами ускорителя, сбрасывания давления. Камера наполнена жидким водородом и помещена в вакуумный резервуар, играющий роль теплоизолирующего

сосуда Дюара (большой термос). Пучок частиц проходит по диаметру камеры, примерно на половине ее высоты. Камеру окружают катушки сверхпроводящих соленоидов. Соленоиды расположены в своей вакуумной камере, наполненной жидким гелием. Все устройство окружено большим магнитным экраном, уменьшающим рассеяние магнитного поля. Вместе со всеми криогенными устройствами и сверхпроводящим магнитом, работающим при температуре жидкого гелия, такая камера представляет собой уникальное сооружение. Для его создания потребовались усилия ученых многих стран.

### Снимки событий в пузырьковых камерах

Посмотрите на рисунок 3, где представлен типичный снимок в пузырьковой камере. Мы видим следы пучка частиц, пронизывающего камеру. Это отрицательно заряженные пи-мезоны с энергией около 1 ГэВ. Следы представляют собой дуги большого радиуса: камера находится в магнитном поле. Рассмотрев следы внимательнее, замечаем, что они образованы отдельными каплями, а в четырех-пяти точках от основного следа отходят спиральные траектории. Это – следы электронов, происхождение которых мы скоро объясним.

Перейдем к основному событию, делающему этот снимок замечательным. Оно представляет собой так называемое парное рождение двух нейтральных странных частиц (термин «странность» появился как раз из-за обнаружения таких необычных частиц). Один из пи-мезонных следов внезапно исчезает, а далее по пучку замечаем две двухлучевые вилки, вершины которых обращены к концу следа. Мы можем предположить, что при исчезновении пи-мезона возникли две нейтральные частицы, распад которых и наблюдается в виде вилки. Действительно, следы частиц в вилке соответствуют зарядам противоположных знаков. Не приводя доказательств, укажем, что наблюдаемое явление можно описать такими реакциями:



Поясним, что они означают.

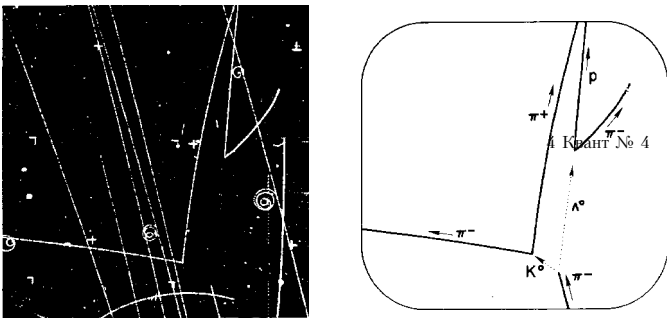


Рис.3. Фотография и интерпретация совместного рождения  $K$ -мезона и  $\Lambda$ -гиперона при столкновении отрицательного пи-мезона  $\pi^-$  с протоном  $p$  в камере Альвареца

Отрицательный пи-мезон ( $\pi^-$ ) столкнулся с протоном ( $p$ ) жидкого водорода, при этом образовались две нейтральные нестабильные частицы –  $\Lambda^0$ -гиперон и  $K^0$ -мезон. Эта реакция – типичный пример сильного взаимодействия. Оно происходит за время порядка  $10^{-23}$  с. За такое время пи-мезон, двигаясь со скоростью света, «пронизывает» протон.

Нейтральные странные частицы  $\Lambda^0$  и  $K^0$  не оставляют следов в камере, и мы видим лишь результаты их распада:  $\Lambda^0$ -гиперон распадается на протон и  $\pi^-$ -мезон, а  $K^0$ -мезон – на два пиона. По сравнению со временем взаимодействия пиона с протоном время жизни этих частиц крайне велико. Действительно, расстояние до распада от места рождения (на истинном снимке) близко к 10 см. Имея скорость, даже равную скорости света, они пролетят это расстояние за  $3 \cdot 10^{-10}$  с. Снимок «рассказал» нам, что время жизни этих частиц примерно в  $10^{13}$  раз больше времени их образования в пион-протонном взаимодействии. Очевидно, что распады странных частиц вызываются силами, которые намного порядков меньше сил, вызвавших их рождение.

Таким образом, мы приходим к представлению о сильных и слабых взаимодействиях. Первые ответственны за рождение новых частиц, вторые – за их распад.

Дальнейшая наша задача – выяснить, как выглядят в пузырьковой камере некоторые электромагнитные взаимодействия. Именно они создают ионы и электроны – зародыши капель, и они же отклоняют частицы в магнитном поле. Электромагнитные взаимодействия дают возможность отождествить частицу: определить ее заряд, массу, энергию и импульс.

### Отклонение частицы магнитным полем и определение ее импульса

Следы частиц на наших снимках – либо дуги большого радиуса, если это тяжелые частицы, либо спирали в случае электронов и позитронов. Искривление траектории возникает под действием магнитного поля. На заряженную частицу в магнитном поле действует сила Лоренца, направленная перпендикулярно как скорости частицы  $\vec{v}$ , так и вектору индукции магнитного поля  $\vec{B}$ . Если частица влетает в магнитное поле перпендикулярно полю, то она движется по окружности, если же она влетает под углом – то по винтовой линии. На разноименно заряженные частицы, движущиеся в одном направлении, действуют противоположно направленные силы – именно поэтому следы электронов и позитронов расходятся в разные стороны.

Запишем второй закон Ньютона для частицы с зарядом  $Ze$  и массой  $m$ , движущуюся по окружности в магнитном поле с индукцией  $B$ . Причем сделаем это в такой форме, которая пригодна как для медленных, так и для быстрых частиц, в том числе и для ультрарелятивистских, скорость которых близка к скорости света:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = \vec{F}.$$

Если частица движется по окружности радиусом  $R$  со скоростью  $v$ , то ее импульс  $\vec{p}$ , оставаясь постоянным по модулю, поворачивается с угловой скоростью  $\omega = v/R$ . При этом изменение импульса за время  $\Delta t$  равно  $\Delta p = p\Delta\varphi = p\omega\Delta t$  (проверьте это самостоятельно). Тогда второй закон Ньютона принимает вид

$$p\omega = ZevB.$$

(Если частица движется медленно, то  $p = mv$ , и в левой части последнего равенства появляется произведение массы на центростремительное ускорение. Для релятивистских и ультрарелятивистских частиц это не так.) Подставляя сюда  $v = \omega R$ , получаем формулу, выражающую импульс частицы через радиус окружности:

$$p = ZeRB.$$

Специалисты, работающие на ускорителях, любят выражать не импульс, а произведение импульса на скорость света, т.е. величину  $pc$ , имеющую размерность энергии. Разделив на заряд электрона, мы выразим эту величину в электрон-вольтах. Кроме того, физики привыкли измерять магнитную индукцию не в теслах, а в гауссах ( $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл}$ ). Учтя все это, получим рабочую формулу, которая используется при расчетах траекторий частиц:

$$pc = 300BR,$$

где  $R$  измеряется в сантиметрах.

Отметим, что величина  $pc$  удобна еще и тем, что через нее простым образом выражается энергия  $E$  частицы. В частности, для медленных частиц

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2} pc \frac{pc}{mc^2},$$

где  $mc^2$  – энергия покоя (в случае электрона она равна 0,51 МэВ). А для ультрарелятивистских частиц, энергия которых гораздо больше энергии покоя,

$$E \approx pc.$$

### Число капель на следе – мера скорости частицы

Когда заряженная частица движется в пузырьковой камере, она растрчивает свою энергию на возбуждение атомов или молекул жидкости. Если переданная энергия достаточно велика, электрон может быть выбит из атома – произойдет образование иона и свободного электрона. Энергия, потерянная частицей на единице пути, т.е. величина  $\Delta E/\Delta x$ , зависит от скорости частицы: чем скорость меньше, тем больше времени частица взаимодействует с электроном. Величина  $\Delta E/\Delta x$  оказывается обратно пропорциональной квадрату скорости частицы. В первом приближении можно считать, что

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{A}{\beta^2}, \quad (*)$$

где  $\beta = v/c$  – отношение скорости частицы к скорости света,  $A$  – некоторая постоянная, зависящая от свойств

среды, в которой тормозится частица (далее мы оценим эту величину для жидкого водорода). Таким образом, получается, что быстрая частица ( $\beta \approx 1$ ) ионизирует слабее всего. Соответственно, тонкие следы в камере принадлежат быстрым (релятивистским) частицам, а жирные следы из слипшихся капель образованы медленными частицами. На рисунке 3 ясно видно, что частицы основного пучка, пронизывающие камеру снизу вверх, – быстрые частицы (для  $\pi$ -мезона с энергией 1 ГэВ, например,  $\beta = 0,99$ ). Скорость же протона, возникшего при  $\Lambda^0$ -распаде, мала, и поэтому протон оставляет плотный след.

Итак, мы видим, что по следам в пузырьковой камере можно измерить импульс частицы и ее скорость. А зная скорость и импульс, можно определить массу частицы.

### Образование $\delta$ -частиц

Мы обращали внимание (см. рис.3, например) на спиральные следы частиц. Их скорость велика (тонкие следы), но энергия мала. Это либо следы электронов и позитронов, возникающих при распаде мюонов, либо следы так называемых  $\delta$ -электронов, выбиваемых при ионизации атома жидкости. Обычно пробег таких электронов мал и не превышает размера пузырьков. Однако иногда (как видно на снимках) выбитый электрон имеет энергию, достаточную для того, чтобы самому начать ионизировать. В этом случае мы видим спираль, ответвляющуюся от основного следа.

Оценим максимальную энергию, которую электрон может получить от столкновения с тяжелой частицей массой  $M$ , движущейся со скоростью  $v$ . Предположим, что до столкновения электрон покоился. Перейдем в систему отсчета, где частица  $M$  неподвижна. В этой системе электрон падает на частицу, имея скорость  $-v$ , и, если столкновение упругое, отражается от нее почти с такой же по величине скоростью. Теперь, после взаимодействия, нам остается перейти в первую, лабораторную систему отсчета. Скорость электрона в этой системе равна  $2v$ , а его кинетическая энергия –

$$E_k = \frac{m_e(2v)^2}{2} = 2m_e c^2 \frac{v^2}{c^2} = 2m_e c^2 \beta^2.$$

Величина  $m_e c^2$  – это энергия покоя электрона, равная 0,51 МэВ.

Из формулы следует, что даже при очень больших скоростях первичной частицы (близких к скорости света) энергия электрона не может превзойти 1 МэВ. Однако внимательно рассмотрев траектории  $\delta$ -частиц, мы обнаруживаем, что энергия  $\delta$ -электронов часто значительно больше. Например, для траектории на рисунке 3 она составляет приблизительно 14 МэВ. Причина расхождения очевидна: мы не приняли во внимание теорию относительности. Ведь при увеличении скорости вместо галилеевского закона сложения скоростей:  $v' = v + v = 2v$  действует эйнштейновский закон:

$$v' = \frac{v + v}{1 + v^2/c^2} = \frac{2v}{1 + \beta^2}.$$

Если учесть все это, мы получим следующую формулу для максимальной энергии  $\delta$ -электрона:

$$E_k = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - (v'/c)^2}} - m_e c^2 = 2m_e c^2 \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}.$$

Мы видим на этом примере, что поправки, связанные с теорией относительности, в корне меняют ситуацию: энергия  $\delta$ -электронов в случае быстрых частиц может стать очень большой. Возможен даже такой редкий случай, когда при лобовом столкновении первичной частицы с электроном почти вся энергия частицы воспринимается электроном.

### Почему следы электронов образуют спирали

Электроны, следы которых мы наблюдали в камере, имеют небольшую энергию, но большую скорость, близкую к скорости света. Так как их энергия мала, на каждом обороте в магнитном поле они теряют заметную часть своей энергии, и следующий оборот происходит при меньшем радиусе. Поэтому следы этих электронов – сворачивающиеся спирали.

Нетрудно оценить, какую энергию теряет быстрый (релятивистский) электрон на сантиметре пути в камере. Рассмотрим, например, след того же  $\delta$ -электрона с энергией порядка 14 МэВ в жидком водороде. Он совершает около 3 оборотов спирали, так что весь его путь близок к 43 см. Таким образом, средняя потеря энергии на единицу пути равна

$$A = \frac{\Delta E}{\Delta x} \approx 0,3 \text{ МэВ/см}.$$

Заметим, что табличное значение этой величины равно 0,32 МэВ/см. Наши грубые оценки дали правильное значение потерь энергии быстрого электрона в жидком водороде, а заодно – и приблизительное значение постоянной  $A$  в формуле (\*) для потерь энергии.

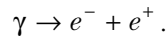
Теперь мы можем получить представление о том, сколько ионов создает быстрый электрон в жидком водороде. На создание пары ион – электрон тратится энергия порядка 20 эВ, поэтому число таких пар будет

$$N = \frac{0,3 \cdot 10^6 \text{ эВ/см}}{20 \text{ эВ}} \approx 150000 \text{ 1/см}.$$

Возможно возникнет вопрос: если число ионов измеряется сотнями тысяч, то почему число видимых пузырьков так мало? Прежде всего, дело в механизме вскипания. Чтобы оно началось, необходим местный разогрев жидкости. Жидкость вскипает там, где случайно выделилось много тепла, т.е. образовалось большое число ионов. Таким образом, пузырьки образуются на больших скоплениях ионов, а большие скопления редки. Кроме того, далеко не все пузырьки оказываются видимыми (разрешаются) при фотографировании. В обычных камерах размер пузырьков близок к 0,3–0,5 мм и число их на 1 см пути быстрой частицы не превосходит десятка. В сверхчистых быстроциклирующих камерах при очень ярком освещении можно работать с пузырьками размером ~30 мкм.

### Фотоны в камере создают вещество и антивещество

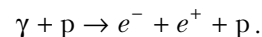
На рисунке 4 представлено событие возникновения в камере пары частиц разных знаков заряда – электрона и позитрона, т.е. частицы и античастицы, – из излучения. Условно его можно написать в виде реакции



Фотон не оставляет видимого следа в камере, и следы пары электрон – позитрон возникают как бы из ничего. Можно измерить радиусы этих следов и оценить энергию, уносимую обеими частицами. Для наших снимков энергия лежит в пределах 70–100 МэВ.

Заметим, что радиусы обеих окружностей различаются. Это означает, что энергия фотона не делится поровну между частицей ( $e^-$ ) и античастицей ( $e^+$ ), и наводит на мысль, что процесс распада фотона не может происходить без участия еще одного тела. Действительно, записанная реакция несовместима с законом сохранения импульса. Предположим, что энергия фотона настолько мала, что ее хватает только на создание покоящейся пары электрон – позитрон. Тогда импульс этой пары равен нулю, но импульс фотона, который имеет скорость света, никогда не может быть равен нулю. Возникает вопрос: куда же девается избыток импульса фотона?

Очевидно, что в реакции рождения пары должно участвовать третье тело, которое примет на себя избыток импульса. Таким телом является ядро атома, в электромагнитном поле которого и возникает пара. В жидководородной камере это протон, так что реакцию рождения пары можно написать в таком виде:



Хотя импульс, получаемый протоном, может быть велик, его кинетическая энергия, равная  $p^2/(2m_p)$ , мала, так как он имеет большую массу. Таким образом, электрон-позитронная пара уносит почти всю энергию фотона, но лишь часть его импульса.

### Каскадный ливень

Мы наблюдали образование электрон-позитронных пар фотонами. Но каким образом в камере, стоящей в пучке протонов, появились фотоны? Излучать фотоны при торможении в поле ядра – свойство электронов большой энергии. На этом, например, основано действие рентгеновской трубки: электроны, тормо-

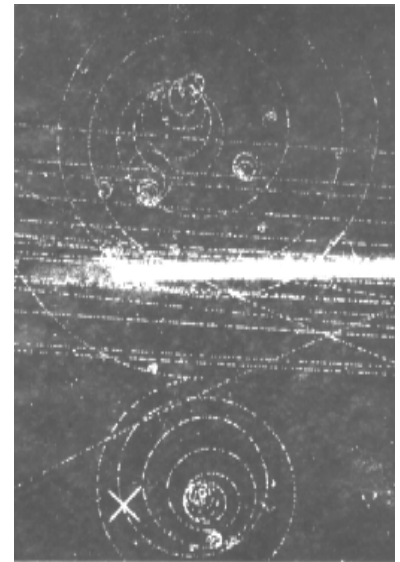


Рис.4. Рождение электрон-позитронной пары. На снимке виден пучок протонов, фотоны бали испущены в направлении этого пучка

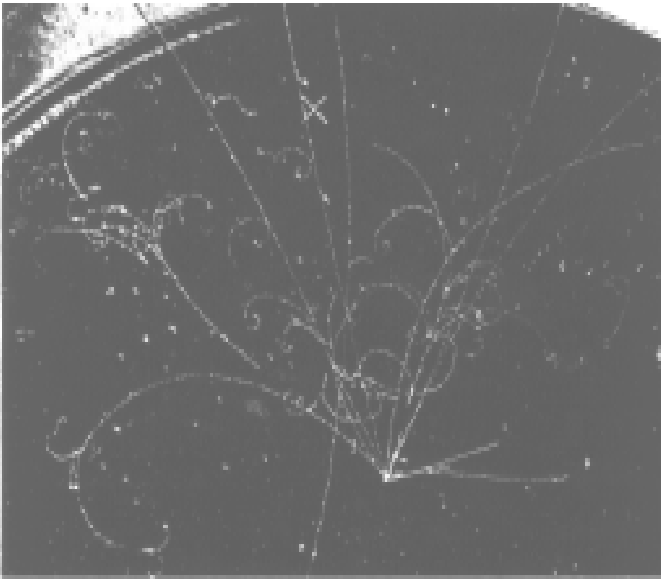


Рис.5. Развитие небольшого каскадного ливня в тяжеложидкостной фреоновой камере

здесь в веществе антикатада трубки, излучают фотоны. В пучках тяжелых частиц, которые вводят в пузырьковую камеру, всегда в небольшом количестве присутствуют электроны и позитроны. Они возникают по многим причинам – от распадов тяжелых частиц, если они нестабильны, или при взаимодействиях пучка со стенками каналов, в которых он проходит. Вопрос о происхождении этих легких заряженных частиц нам сейчас не важен. Важно то, что электрон большой энергии, попадая в вещество, не только ионизует вещество, но и излучает фотоны. Причем, когда энергия электрона очень велика, излучение фотонов начинает преобладать над ионизацией. Фотоны большой энергии образуют электрон-позитронные пары, которые в свою очередь излучают фотоны, новые фотоны создают другие пары, и т.д. В результате в веществе возникает каскадный процесс, который сначала развивается, а потом затухает – по мере того как энергия электронов и фотонов уменьшается.

Для наблюдения таких ливней нужна камера с «тяжелой» жидкостью. Дело в том, что вероятность излучения фотона или образования пары пропорциональна квадрату заряда ядра, на котором эти процессы происходят. Поэтому каскадный ливень в жидком

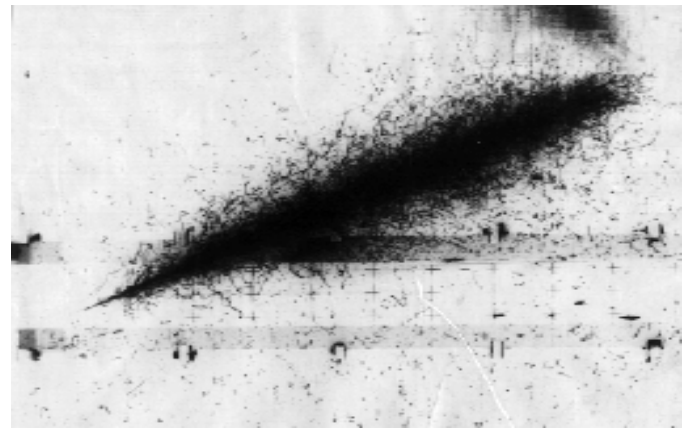
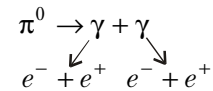


Рис.6. Фотография электромагнитного ливня в 180-литровой ксеноновой камере ИТЭФа

водороде разовьется на огромной длине – в несколько метров, тогда как в камере с тяжелой жидкостью для этого нужно всего лишь несколько сантиметров.

На рисунке 5 представлено развитие небольших электромагнитных ливней в пузырьковой камере, наполненной фреоном. Молекула фреона имеет формулу  $\text{CF}_3\text{Br}$ , и ядра, входящие в эту молекулу, имеют заряды 6, 9 и 35. Камера находилась в пучке нейтрино высокой энергии. На снимке мы видим чрезвычайно редкое явление – «звезду», возникшую при взаимодействии нейтрино с одним из ядер фреона. Заметим, что такое взаимодействие относится



к числу слабых, чем и объясняется редкость снимка. Из «звезды» исходит несколько тяжелых медленных частиц – скорее всего это протоны (плотные, короткие и жирные следы), и большое количество мелких электромагнитных ливней. Их источником являются фотоны, возникшие при распаде образовавшихся в «звезде» нейтральных пионов на два фотона:

Энергия этих ливней не слишком велика (порядка сотен МэВ), и они быстро затухают, образовав около десятка электронов (следы которых видны) и фотонов (не оставляющих следов).

Космические фотоны (с энергией 10–100 ГэВ) могут образовывать более мощные электромагнитные ливни. На рисунке 6 представлен ливень, образованный космическим фотоном в ксеноновой пузырьковой камере Института теоретической и экспериментальной физики (Москва), работающей без магнитного поля. Вместо отдельных частиц мы видим сплошную область, заполненную следами электронов и ионов.