

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА *)

Д. Багг

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	675
2. Теория действия пузырьковой камеры	678
2.1. Рабочая область	678
2.2. Граница вскипания жидкости	679
2.3. Образование пузырьков ионизирующими частицами	680
2.4. Плотность пузырьков вдоль треков частиц	685
2.5. Скорость роста пузырька	687
2.6. Время жизни «зародышей» пузырьков	687
2.7. Цикл расширения	688
3. Жидкости, используемые в пузырьковых камерах	691
3.1. Органические жидкости	691
3.2. Жидкий водород	693
а) Жидкостные системы расширения	694
б) Газовая система расширения	697
3.3. Дейтерий	701
3.4. Гелий	702
3.5. Смеси газ — жидкость и жидкость — жидкость	702
3.6. Тяжелые жидкости	703
4. Освещение и фотографирование	706
5. Магниты для пузырьковых камер	710
6. Анализ фотоснимков пузырьковых камер	713
6.1. Сущность проблемы	713
6.2. Полуавтоматические измерительные устройства	714
6.3. «Франкенштейн»	717
7. Увеличение полезного рабочего времени пузырьковой камеры	718
Цитированная литература	720

1. ВВЕДЕНИЕ

Прошедшие несколько лет принесли огромное увеличение размеров ускорителей, используемых в ядерной физике, и энергии ускоренных в них частиц, причем одновременные успехи прецизионности и улучшения временных характеристик детекторов обеспечили современный уровень понимания природы элементарных частиц и их взаимодействий при высокой энергии. Десять лет назад камеры Вильсона уже достигли высокой степени совершенства, а физики, работающие в области космических лучей, ожидали то время, когда они будут использовать ускорители достаточно высоких энергий, чтобы искусственно создавать такие частицы, которые тогда могли изучаться только в космических лучах. Камеры Вильсона, достаточно искусно выполненные, давали хорошее

*) D. Bagg, Bubble Chamber, Progr. Nucl. Phys. 7, 1 (1959). Перевод А. М. Моисеева.

пространственное разрешение, и частицы, родившиеся во взаимодействиях при высокой энергии, могли быть однозначно идентифицированы по измерениям на оставленных ими треках, чего трудно добиться при использовании одних только счетчиков.

Тем не менее, интересные случаи были очень редки, так как плотность газа и частота циклов ускорителей были удручающе малы; поэтому в первые годы прошлого десятилетия началось развитие диффузионных камер высокого давления. Преимуществом этих приборов являлась их постоянная чувствительность, однако их недостатком был малый чувствительный слой и слишком низкая плотность газа, так что многие частицы, родившиеся в звездах, не останавливались в пределах области чувствительности. Некоторые затруднения доставляла турбулентность газа, а постоянная чувствительность влекла за собой фон случайных частиц. Было ясно, что необходим детектор с еще более высокой плотностью и сравнимой прецизионностью.

Ядерные фотоэмульсии в достаточной мере удовлетворяли обоим этим требованиям, но не обладали разрешением во времени, так как они подвергались облучению в течение продолжительного времени, пока не наполнялись треками, оставленными ионизирующими частицами. Более того, малый диаметр зерен серебра вдоль треков вызывал необходимость просмотра с помощью микроскопов, поле зрения которых настолько ограничено, что распады нейтральных частиц редко могли быть связаны со случаями их рождения. Просмотр был крайне медленен и измерения импульсов в высшей степени утомительны, так как они основывались на измерениях многократного рассеяния, вместо измерений радиуса кривизны траектории частицы в магнитном поле, легко выполняемых в камерах Вильсона. Любой детектор, который мог бы заменить традиционные приборы, должен был обладать высокой плотностью, значительной прецизионностью и малым кулоновским рассеянием.

Пузырьковая камера возникла в результате работы Глейзера¹ с перегретыми жидкостями. В своих ранних экспериментах Глейзер нагревал в маленькой стеклянной трубке некоторое количество эфира, поддерживая его жидким, путем увеличения действующего на объем давления; затем давление внезапно снималось, эфир оставался в перегретом метастабильном состоянии. Поднесенный к аппаратуре радиоактивный источник вызывал немедленное вскипание эфира, и регистрирующая кипение кинокамера показывала не вызывающие сомнения треки ионизирующих частиц.

Глейзер скоро нашел, что стеклянная колба должна быть чистой, а ее внутренняя поверхность лишена царапин, чтобы в отсутствие ионизирующего излучения не происходило самопроизвольного вскипания жидкости. Подобного рода устройство стало известно как «чистая» пузырьковая камера. В «чистой» пузырьковой камере перегретая жидкость не вскипала в течение времени до минуты и более; она, несомненно, могла бы оставаться в этом состоянии и бесконечно долго, если бы не действие потока космических частиц, проходящих через камеру, который по оценкам составляет примерно одну частицу за минуту. Но тем не менее, «чистая» камера была бесполезна как измерительный прибор.

Ввиду высоких давлений, при которых должны работать жидкости, она неизбежно должна быть малых размеров, и кроме того, через искривленную поверхность стекла невозможно точное фотографирование. Пузырьковая камера никогда бы не вышла из «младенчества», если бы не стала развиваться в сторону «грязных» камер.

Полезный прибор значительных размеров должен был, несомненно, иметь металлический корпус и плоское оптическое стекло, но существ-

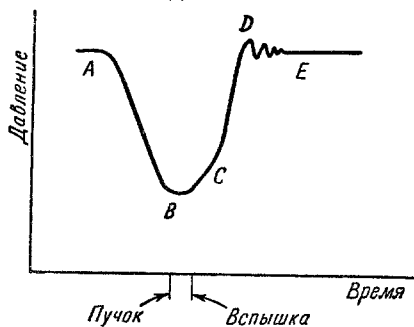
вовали опасения, что немедленное спонтанное вскипание, которое может произойти на острых краях и вокруг стекол при расширении, закроет любые треки частиц и приведет камеру в нечувствительное состояние. Подобного рода прибор был сконструирован Вудом² в Калифорнийском университете с использованием в качестве рабочей жидкости жидкого водорода. Он нашел, что быстрый сброс давления в самом деле сопровождается немедленным вскипанием жидкости вокруг уплотняющих прокладок между стеклом и корпусом камеры, но внутренний объем камеры остается чувствительным к ионизирующему облучению. Рост пузырьков на периферии камеры вызывает повышение давления жидкости, так что давление в камере никогда не падает до атмосферного, но если камера работает при более высокой температуре, чем необходимо для работы соответствующей «чистой» камеры, в объеме жидкости наблюдаются треки, которые можно сфотографировать за несколько миллисекунд до того, как вся камера наполнится пузырьками. Прибор такого рода, в отличие от менее удачного предшественника — «чистой» камеры, назван «грязной» камерой.

Возможность создания больших «грязных» камер, использующих жидкий водород, углеводороды и другие жидкости, была теперь выяснена, и немедленно началось конструирование камер достаточно больших размеров, чтобы они могли быть пригодными для экспериментов на ускорителях. Целью настоящей статьи является обзор тех существенных технических достижений, которые превратили пузырьковые камеры в эффективный и надежный прибор.

Обзор начального периода развития пузырьковых камер был сделан Доддом³.

Основные черты «чистой» и «грязной» камер показаны схематически на рис. 1. На рис. 1,а В является активной жидкостью, а А — жидкостью с более высокой точкой кипения и низкой плотностью, действующей как подушка между В и поршнем (или диафрагмой) и предохраняющей активную жидкость от контакта с какими-либо острыми краями; иногда камера и шейка были наполнены одной и той же жидкостью, и шейка охлаждалась дополнительно, чтобы в ней не произошло вскипания. В «грязной» камере активная жидкость обычно находится в прямом контакте с поршнем (или диафрагмой), хотя в жидководородной камере, построенной в Беркли, которая будет описана далее, между жидкостью и расширительными клапанами используется «подушка» из газообразного водорода.

Рис. 2. Типичный график изменения давления во времени в рабочем цикле «грязной» пузырьковой камеры.



Рабочий цикл большинства «грязных» камер представляет изменение давления в камере во времени, подобное показанному на рис. 2. Расширение начинается в А. Пузырьки, образовавшиеся на краях внутри камеры, вызывают возрастание давления, так что минимум давления

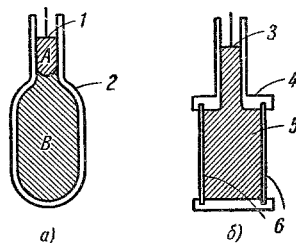


Рис. 1. а) Схематическое изображение «чистой» камеры; б) схематическое изображение «грязной» камеры. 1 — поршень; 2 — стеклянная колба; 3 — поршень; 4 — металлический корпус; 5 — жидкость; 6 — оптически плоское стеклянное окно.

достигается в области B . Самоподжатие продолжается до C , где начинается поджимное движение поршня (или диафрагмы), и от D до E поршень слегка колеблется. Жидкость чувствительна к радиации в области B , и расширение синхронизуется с циклом ускорителя так, что пучок проходит через жидкость во время нахождения ее в состоянии чувствительности, и как только пузырьки достигнут необходимых размеров, производится фотографирование. Обычно AB , BC , CD и DE соответственно равны десяти, пяти, семи и десяти миллисекундам, хотя в более новых камерах достигнута большая скорость сброса и поджатия. При использовании поршневого расширения возможно растяжение (pull on) жидкости, дающее отрицательное давление в B (Плесс и ПIANO⁴).

2. ТЕОРИЯ ДЕЙСТВИЯ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ

2.1. Рабочая область

Ход характеристик большинства жидкостей в пузырьковой камере показан схематически на рис. 3; на этой диаграмме p_H обозначает давление, до которого жидкость расширяется (т. е. давление в B на рис. 2).

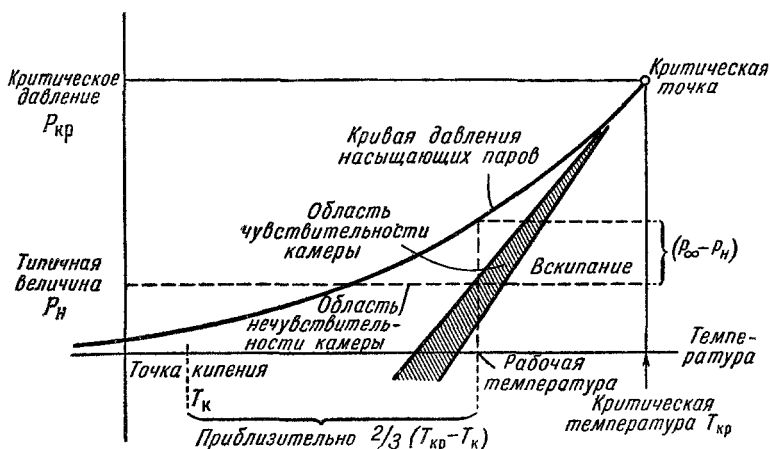


Рис. 3. Зависимость состояния жидкости в пузырьковой камере от температуры и давления p_H , до которого расширилась камера.

Если степень перегрева $p_{\infty} - p_H$ мала, треки в жидкости не наблюдаются, но по мере ее увеличения появляются треки с увеличивающейся плотностью числа пузырьков, пока, наконец, они не превращаются в почти непрерывную нить пузырьков. За этой точкой начинается вскипание всего объема жидкости, и треки становятся неотличимыми от всех других пузырьков; это подобно случаю, когда камера Вильсона наполняется капельками тумана при использовании очень высокой степени пересыщения. Переходы между областями нечувствительности, чувствительности и вскипания постепенны.

В большинстве пузырьковых камер, сконструированных до сих пор, не было контроля над p_H , и поэтому чувствительность изменялась при изменении температуры. Исключениями являются пузырьковые камеры Басси и др.⁵ и Блинова и др.⁶, в которых p_H действительно контролировалось и с помощью которых изучались изменения в чувствительности и скорости роста пузырьков от температуры и величины p_H . Большинство жидкостей работают при комнатной или более высокой температуре

и чувствительны при данном давлении p_H в интервале температур до 10°C ; водород и гелий имеют рабочий интервал температуры около 3°C . В большинстве «грязных» камер обычной конструкции p_H равно примерно 10 ат (за исключением случаев водорода и гелия, когда p_H гораздо ниже); грубое эмпирическое правило выбора рабочей температуры утверждает, что она лежит примерно в двух третях расстояния от температуры кипения до критической температуры; соответствующее давление в среднем равно половине критического давления. Зависимость чувствительности от p_H экспериментально не была определена с достаточной точностью, но может быть предсказана из теоретических расчетов, приведенных в следующих разделах.

2.2. Граница вскипания жидкости

Существование границы вскипания жидкости впервые было предсказано на основании теоретического рассмотрения этого вопроса Фюртом ⁷. Он использовал «дырочную» теорию жидкостей, в которой он предположил, что подвижность жидкостей должна быть обусловлена наличием большого числа «дырок», образованных термическими флуктуациями и наполненных насыщенным паром. Каждая «дырка» неустойчива, но размеры «дырок» подчиняются статистическому закону распределения. По мере повышения температуры число больших «дырок» увеличивается и, наконец, когда жидкость становится полностью неустойчивой, происходит ее мгновенное вскипание по всему объему. Фюрт нашел средний объем \bar{v} «дырки» как функцию $p_\infty - p_H$ в виде

$$\frac{3(p_H - p_\infty)}{7kT} = \frac{1}{\bar{v}} \left[1 - \left(\frac{\bar{v}}{v_0} \right)^{\frac{2}{3}} \right], \quad (2,1)$$

Где v_0 — константа. Эта функция показана на рис. 4. Средняя величина объема «дырки» слева от оси \bar{v} бесконечна, что соответствует кипению. Величины \bar{v} между v_0 и v^* представляют перегретое метастабильное состояние, так как величина $\left(\frac{d\bar{v}}{dp_H} \right)_T$ отрицательна и определена. В точке $v = v^*$ $\left(\frac{d\bar{v}}{dp_H} \right)_T$ становится бесконечной, а жидкость полностью неустойчивой. Принимая эту точку за границу вскипания жидкости, мы находим

$$p^* - p_H = k\sigma^2 (kT)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2,2)$$

где $k = 1,3$ и p^* — равновесное давление паров на границе вскипания жидкости.

Было опубликовано очень мало экспериментальных результатов относительно границы вскипания жидкости, но существующие данные как будто указывают, что величина k равна не $1,3$, как предсказано Фюртом, а примерно $0,4$ или $0,5$. Данные, относящиеся к некоторым жидкостям, приведены в табл. I. Оказывается, что гелий имеет исключительно низкую величину k .

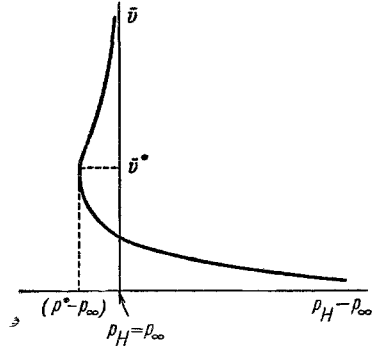


Рис. 4. Средний объем «дырок» в жидкости как функция давления, согласно теории Фюрта.

Таблица I

Граница вскипания для различных жидкостей и соответствующие значения k из уравнения (2,2)

Жидкость	p_H (атм)	Граница вскипания	σ (дин/см)	p^* (атм)	k
Водород	1,4	29° К	0,69	7,2	0,63
Дейтерий	5,4	34° К	0,67	9,4	0,47
Гелий	0,8	4,2° К	0,098	1,05	0,16
Пропан	10	65° С	3,22	24,5	0,42
<i>N</i> -пентан	11,5	160° С	2,47	19,5	0,49
Изопентан	2,1	130° С	4,32	13,3	0,39
CF ₃ Br	7,8	34° С	2,84	20,6	0,53

Так как σ является быстро меняющейся функцией температуры, граница вскипания, предсказанная при использовании значения $k = 1,3$, только на несколько градусов выше найденной экспериментально. Противоречие может быть обусловлено произвольным критерием оценки границы вскипания: мы выбрали требование бесконечности $\left(\frac{\partial v}{\partial p_H}\right)_T$, тогда как во многих областях жидкости $\left(\frac{\partial v}{\partial p_H}\right)_T$ бесконечна скорее при более низких температурах.

2.3. Образование пузырьков ионизирующими частицами

Изложенная выше теория касалась только границы вскипания и не рассматривала вопроса образования пузырьков ионизирующим излучением. По аналогии с тем, что ионы вызывают образование капелек в камерах Вильсона, Глейзер^{8, 13} сделал предположение, что они также являются причиной образования пузырьков в пузырьковых камерах. Условие равновесия незаряженного сферического пузырька в жидкости записывается в виде

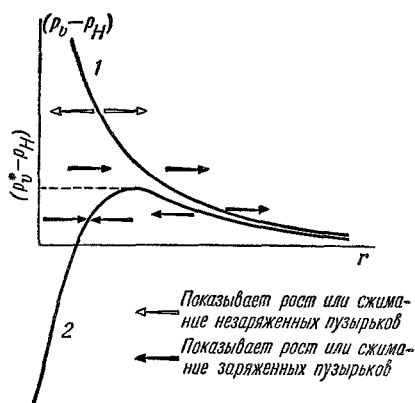
$$p_v = p_H + \frac{2\sigma}{r}, \quad (2,3)$$

где p_v — давление внутри пузырька. Глейзер указал, что если n одинаково заряженных ионов равномерно распределены по поверхности пузырька, это условие примет вид

$$p_v = p_H + \frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2 n^2}{8\pi \epsilon r^4} \left(1 - \frac{\epsilon}{n}\right), \quad (2,4)$$

где e — электрический заряд каждого иона и ϵ — диэлектрическая постоянная жидкости.

Рис. 5. Условия равновесия для (1) незаряженных и (2) заряженных пузырьков в перегретой жидкости.



Два эти условия проиллюстрированы на рис. 5. Незаряженный пузырек всегда растет, если давление внутри него больше равновесного, и всегда сжимается, если оно меньше. Равновесный радиус незаряженных пузырьков $r_{кр}$ дается выражением

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{p_v - p_H}, \quad (2,5)$$

причем p_0 приблизительно равно p_∞ . Однако заряженный пузырек всегда растет независимо от его радиуса, если

$$p_\infty - p_H \geq \frac{3}{r} \left(\frac{4\pi}{n^2 e^3 \left(1 - \frac{\epsilon}{n}\right)} \right)^{\frac{1}{3}} \sigma^{\frac{4}{3}} \epsilon^{\frac{1}{3}}. \quad (2,6)$$

В нескольких экспериментах было найдено, что граница вскипания жидкости соответствует значению n , равному двум, а нижний предел чувствительности—величине n от 6 до 10.

Тем не менее, в настоящее время эта теория не кажется правдоподобным объяснением процесса образования пузырьков, так как оказалось, что время рекомбинации ионов в жидкости на порядок меньше времени, необходимого, чтобы пузырек мог вырасти до критического размера $\frac{4}{3}\pi r_{кр}^3$, что приводит к тому, что электростатическая энергия исчезнет прежде, чем пузырек сможет достигнуть критического размера. Трудно также представить механизм, с помощью которого пузырек может в отсутствие сильного электрического поля приобрести большой равномерно распределенный заряд одного знака. К тому же Голдберг⁹ установил, что плотность пузырьков остается неизменной при работе пропановой пузырьковой камеры в электрическом поле 15 кВ/см.

Ключ к пониманию механизма образования пузырьков ионизирующими частицами нужно искать в теории границы вскипания жидкости. Если в теории Фюрта вскипание жидкости вызывается локальными тепловыми флуктуациями, то почему же локальный нагрев ионами и δ -лучами не может вызвать тот же эффект вдоль следа ионизирующей частицы? Ионы, образовавшиеся вдоль пути первичной ионизирующей частицы, теряют большую часть своей энергии в столкновениях второго рода, в которых их энергия превращается в кинетическую энергию молекул, тогда как выбитые электроны теряют энергию при столкновениях и возбуждении молекул, так что их энергия также быстро превращается в кинетическую энергию молекул. Другими словами, первичная ионизирующая частица образует вдоль своего следа, непосредственно или косвенно, ряд тепловых «пичков», которые играют роль центров образования пузырьков. Этот механизм образования пузырьков подтверждают исследования, проведенные Глейзером и др.¹⁰ на ксеноне. Оказалось, что в чистом ксеноне треки частиц не наблюдаются, хотя при облучении камеры было заметно много беспорядочно распределенных пузырьков. Это явление было связано с тем фактом, что чистый ксенон, будучи одноатомным и поэтому не имея вибрационной и ротационной степеней свободы, не может отнять энергии у ионов или молекул в столкновениях второго рода прежде, чем они излучат ее. Это приводит к тому, что ксенон является прекрасным сцинтиллятором. При прибавлении ко ксенону 2% этилена, который гасит сцинтилляции, наблюдались отличные треки; этилен имеет большое число степеней свободы, благодаря которым энергия возбужденных молекул и δ -лучей может перейти в вибрационные или ротационные кванты, откуда она быстро перераспределится в тепловую энергию. (В данном случае гелий мог бы вести себя таким же образом, однако ничего подобного не наблюдалось: гелий дает прекрасные треки в широком интервале температур.)

Рост пузырьков, образованных тепловыми «пичками», вероятно, аналогичен росту пузырьков в подводных взрывах, которые детально изучены. Это видно из рис. 6. Граница газового объема быстро распространяется от центра с начальной скоростью, равной сумме скорости звука в газе и скорости расширения газа, обусловленной его высоким

давлением; рост пузырьков на этой стадии является самоподдерживающимся за счет испарения в пузырек жидкости, происходящего с быстрой, определяемой скоростью звука в газе. Эта стадия, конечно, очень коротка и оканчивается, когда вся энергия теплового «пичка» тратится на испарение жидкости. Дальнейший рост зависит от давления внутри расширяющегося пузырька, и во время этой второй стадии если и имеет место испарение, то оно очень мало. Зейтц¹¹ рассмотрел эту вторую стадию более детально, тогда как Плессет и Цвик¹² обсудили последнюю

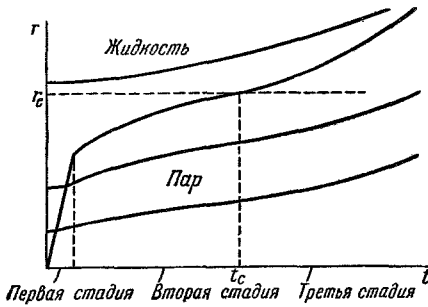


Рис. 6. Рост пузырьков в перегретой жидкости.

Резко спадающая линия показывает движение поверхности пузырька, а тонкие линии показывают линии потока в жидкости и газе. Особенности трех стадий объяснены в тексте ($t_c = t_{кр}$, $t_c = t_{кр}$).

стадию, наступающую после того, как пузырек перейдет критический размер.

Если давление газа достаточно велико, пузырек проходит критический размер $\frac{4}{3}\pi r_{кр}^3$ и продолжает расти после этого со слабым испарением жидкости в пузырек; если давление газа (и, таким образом, энергия теплового «пичка») недостаточно велико, чтобы это случилось, пузырек «захлопывается», рассеивая свою энергию через теплопроводность в окружающую жидкость. Как указал Зейтц, предельным условием возможности вырастания пузырька до видимых размеров является условие достижения пузырьком критического радиуса $r_{кр}$, данного уравнением (2,5),

за время $t_{кр}$, которое необходимо, чтобы энергия теплового «пичка» могла благодаря теплопроводности жидкости рассеяться из сферической области радиуса $r_{кр}$. Легко показать, что величина тепловой энергии в области радиуса $r_{кр}$ падает в $1/e$ раз за время $\tau_{кр}$, даваемое выражением

$$\tau_{кр} = \frac{r_{кр}^2 c_{ж} \rho_{ж}}{4\lambda_{ж}}, \quad (2,7)$$

где $c_{ж}$ — теплоемкость жидкости, $\rho_{ж}$ — ее плотность и $\lambda_{ж}$ — теплопроводность. Чтобы оценить энергию теплового «пичка», мы должны предположить, что $t_{кр} = \tau_{кр}$.

Работа, затраченная на образование полой сферы радиуса r против давления жидкости p_H , равна $\frac{4}{3}\pi r^3 p_H$, и работа, возвращенная при наполнении ее парами до давления p_v , равна $\frac{4}{3}\pi r^3 p_v$. Энергия поверхности такой сферы равна $4\pi r^2 \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right)$. Так как температура T_v газа в пузырьке может быть не равна температуре жидкости $T_{ж}$, то на образование пузырька должна быть еще затрачена энергия

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_v \left[\int_{T_{ж}}^{T_v} (c_v)_v dT + L \right], \quad \text{где } (c_v)_v \text{ — теплоемкость постоянного объема}$$

газа при давлении p_v , L — скрытая теплота парообразования жидкости при температуре $T_{ж}$ и ρ_v — плотность газа при давлении p_v .

Жидкость может иметь также и кинетическую энергию, связанную с радиальным движением поверхности пузырька. Если мы предположим, что жидкость несжимаема, то радиальная скорость \dot{R} жидкости на расстоянии R от центра пузырька так выражается через скорость на

поверхности пузырька:

$$\dot{R} = \dot{r} \frac{r^2}{R^2}.$$

Тогда кинетическая энергия жидкости равна $2\pi Q_{ж} \dot{r}^2 r^3$. Кинетическая энергия паров, обусловленная радиальным расширением, будет по величине на порядок меньше кинетической энергии жидкости, и ею, так же как кинетической энергией переноса пузырька как целого, $3/2 kT_v$, можно пренебречь. Наконец, во время роста пузырьков из-за наличия сил вязкости жидкости передается энергия $\alpha(T)$; к сожалению, оценить этот член надлежащим образом невозможно. Зейтц пришел к заключению, что силы вязкости, вероятно, существенны в жидкостях, имеющих вязкость, равную одному сантипуазу или больше этого. Вязкость большинства жидкостей выше их точки кипения не измерялась, и относительный эффект увеличения температуры и давления не выяснен. Некоторые измерения были сделаны на «фреонах» и других веществах, используемых в огнетушителях, которые указывают, что вязкость жидкости уменьшается в два или три раза между точкой кипения и рабочей точкой пузырьковой камеры. Если это принять в качестве общего правила, вязкость водорода и пропана в пузырьковых камерах должна бы быть равна соответственно $3 \cdot 10^{-5}$ и $3 \cdot 10^{-3}$ пуаз, тогда как известно, что для CF_3Br она равна $2 \cdot 10^{-3}$ пуаз. Вязкость поэтому не должна влиять на рост пузырьков в водороде, но может сделать в пропане и подобных жидкостях член $\alpha(T)$ значительно большим.

С добавлением этих членов энергия $E_{п}$ пузырька равна

$$E_{п} = \frac{4}{3} \pi r^3 (p_{н} - p_v) + 4\pi r^2 \left(\sigma - T_{ж} \frac{d\sigma}{dT} \right) + \frac{4}{3} \pi r^3 Q_v \left[\int_{T_{ж}}^{T_v} (c_v)_v dT - L \right] + 2\pi Q_{ж} \dot{r}^2 r^2 + \alpha(T). \quad (2,8)$$

(На границе вскипания в отсутствие ионизирующих частиц мы должны заменить $T_{ж}$ температурой жидкости в тепловой флуктуации, создающей пузырек, которая определяется из условия $E_{п} = 0$.)

Теперь, чтобы исключить некоторые из этих членов и избежать прямой оценки r как функции времени, мы найдем нижний предел $E_{п}$, подсчитывая энергию, которую должен был бы иметь пузырек, находящийся в статическом равновесии с жидкостью в состоянии нижнего предела чувствительности; при этом $E_{п}$ равна максимальной энергии теплового «пичка». Тогда

$$T_v = T_{ж}, \\ r = r_{кр} = \frac{2\sigma}{p_v - p_{н}}$$

и

$$p_v = p_{\infty} \exp \left(- \frac{2\sigma}{r} \frac{M}{Q_{ж} RT} \right) \simeq p_{\infty},$$

где M — молекулярный вес жидкости.

Таким образом,

$$E_{п} \simeq \frac{4}{3} \pi r_{кр}^3 (p_{н} - p_v) + 4\pi r_{кр}^2 \left(\sigma - T_{ж} \frac{d\sigma}{dT} \right) + \frac{4}{3} \pi r_{кр}^3 Q_v L = \\ = \frac{32}{3} \pi \frac{\sigma^3}{(p_{\infty} - p_{н})^2} \left[\frac{LQ_v}{p_{\infty} - p_{н}} + \frac{1}{2} - \frac{3}{2} \frac{T_{ж}}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT} \right]. \quad (2,9)$$

Такова в основных чертах теория Плесса и Плапо⁴.

Таблица II

Энергия пузырьков, находящихся в равновесном состоянии с различными жидкостями при нижнем пределе их чувствительности

Жидкость	Водород	Дейтерий	Пропан	CF ₃ Br
Нижний предел чувствительности (°К)	26,1	30,7	326	297
p_{∞} (ат)	4,2	5,4	19	16,3
p_H (ат)	1,4	1,4	10	7,2
$10^8 \times r_{кр}$ (см)	0,96	0,93	0,92	0,90
$10^3 \times p_v$ (г/см ³)	5,0	11,0	41,8	129
σ (дн/см)	1,3	1,8	4,0	4,0
$d\sigma/dT$ (дн/см·°К)	-0,18	-0,23	-0,11	-0,12
L (кал/г)	96	69	68	19
$\frac{LQ_v}{p_{\infty} - p_H}$	7,4	8,2	13,7	11,5
$\frac{3}{2} \frac{T_{ж}}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT}$	5,4	5,9	13,5	13,4
E_{II} (эв)	84	122	493	442

В табл. II E_{II} оценена для нижнего предела чувствительно для четырех жидкостей, относительно которых имеются некоторые данные; в действительности нижний предел чувствительности не является резко означенным, а соответствующие величины p_H особенно точно не известны, так что величины E_{II} в табл. II можно рассматривать только как приближенные. Точные данные о поведении водорода и дейтерия недавно были представлены Иенсенем¹⁴. σ и L также обычно точно не известны в этом интервале температур и давлений.

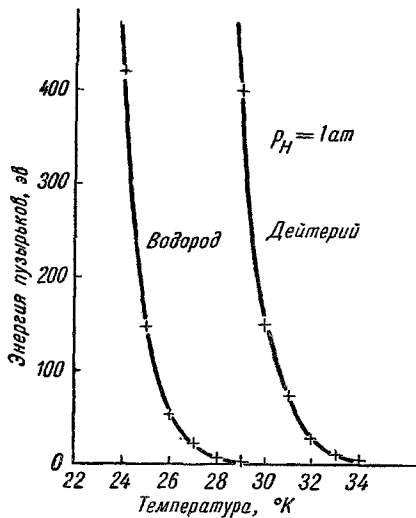


Рис. 7. Энергия пузырьков, находящихся в состоянии равновесия с водородом и дейтерием, как функция температуры.

Энергия пузырьков критического размера для водорода и дейтерия в зависимости от температуры показана на рис. 7, где p_H взято равным одной атмосфере. Ясно, что энергия пузырьков сильно зависит от поверхностного натяжения, а следовательно, и от температуры. Это объясняет очень узкую рабочую область большинства жидкостей в пузырьковых камерах, а также объясняет, почему любая теория, дающая разумную оценку энергии пузырьков, может предсказать достаточно точно

но рабочую область. Так, в теории, развитой Глейзером, электростатическая энергия заряженного пузырька, несущего n одинаково заряженных ионов, равна $\frac{e^2 n^2}{2\epsilon r} \left(1 - \frac{\epsilon}{n}\right)$. Любая разумная величина r дает теперь энергию в несколько эв, причем оказывается, что $n=2$ пред-

сказывает границу вскипания жидкости, а $n = 6$ — нижнюю границу чувствительности большинства жидкостей. Средина рабочей области обычно соответствует энергии около 30 эв.

Мы можем оценить верхнюю границу члена $\alpha(T) + 2\pi Q_{ж} r^3 r^2$, предполагая, что $\alpha(T) = 0$ и что поверхность пузырька движется равномерно от центра пузырька до радиуса $r_{кр}$ за время $t_{кр}$. При этих условиях

$$\dot{r} = \frac{r_{кр}}{t_{кр}} = \frac{4\lambda_{ж}}{r_{кр} C_{ж} Q_{ж}}$$

и член, выражающий кинетическую энергию, равен

$$\frac{32\pi r_{кр} \lambda_{ж}}{C_{ж}^2 Q_{ж}^2}$$

Значение этого члена приведено для трех жидкостей для нижнего предела чувствительности в табл. III.

Т а б л и ц а III

Кинетические энергии, связанные с ростом пузырьков в перегретых жидкостях, оцененные из уравнения (2,10)

Жидкость	Водород	Пропан	CF ₃ Br
Нижний предел чувствительности (°К)	26,1	326	297
$r_{кр}(см) \times 10^6 (кал/г \cdot ^\circ C \cdot сек \cdot см)$	0,96	0,92	0,90
$\lambda_{ж} \times 10^4$	2,8	4	1,44
$C_{ж} (кал/г \cdot ^\circ C)$	1,57	0,75	0,21
$Q_{ж} (г/см^3)$	0,063	0,446	1,46
$r (см/сек)$	$11,8 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^3$
$2\pi Q_{ж} r_{кр}^3 r^2 (эв)$	30,4	36,7	18,4

Зейтц ¹¹ указал, что для водорода лучшим значением \dot{r} является

$$\dot{r} = \frac{8\lambda_{ж}}{5Q_{ж} C_{ж} r_{кр}},$$

которое уменьшает \dot{r} до $4,72 \cdot 10^3$ см/сек и член, выражающий кинетическую энергию, до 4,9 эв.

2.4. Плотность пузырьков вдоль треков частиц

Ввиду отсутствия способов определения $\alpha(T)$ все предыдущие оценки энергии пузырьков приближенны, но похоже, что максимум энергии тепловых «пичков» лежит в районе 500 эв и определенно не ниже 50 эв. Трудно предположить, чтобы эта энергия передавалась только одними первичными ионами; по-видимому, в образовании пузырьков существенную роль играют δ -электроны. Так как количество δ -электронов пропорционально $1/\beta^2$, где β равно отношению скорости первичной ионизирующей частицы к скорости света, мы должны были бы ожидать, что плотность пузырьков при постоянной температуре пропорциональна $1/\beta^2$. Эта зависимость действительно была обнаружена Блиновым и др. ⁶ и Уиллисом и др. ¹⁶. Обе группы учли то, что расстояние между пузырьками вдоль следа подчинено распределению Пуассона (тем самым устраняются ошибки, вносимые близко расположенными пузырьками), и нашли, что плотность

пузырьков вдоль следа описывается выражением

$$D = \frac{A}{\beta^2}, \quad (2,10)$$

где A — функция температуры и степени расширения $p_{\infty} - p_H$, приближенное значение которой может быть найдено из теории, изложенной в предыдущем разделе. Не было замечено никакой разницы в значениях A для различных частиц. Блинов и др. сообщают о малом, но вполне определенном увеличении плотности пузырьков с β в релятивистской области, что соответствует предсказанному увеличению в этой области числа δ -электронов.

Таким образом, в принципе, измерения плотности пузырьков могли бы быть использованы для определения скоростей ионизирующих частиц. Блинов и др. нашли, что статистическая ошибка при счете пузырьков на 5 см трека составляет около 10%, что вносит в оценку β ошибку в 5%. (Статистическая ошибка в определении плотности пузырьков обратно пропорциональна числу сосчитанных пузырьков.) Однако точные измерения плотности пузырьков очень утомительны, и до сих пор данные о плотности пузырьков использовались только для качественного разделения π -мезонов и протонов, имеющих один и тот же импульс, что обычно можно сделать визуально, используя большую разницу в плотности пузырьков. Плотность пузырьков сильно зависит от степени расширения, и поэтому, если p_H не поддерживается достаточно точно, измерения должны производиться на каждой фотографии относительно релятивистских треков (для которых $\beta=1$), что удваивает число необходимых измерений и ошибки.

Мы можем попытаться связать плотность пузырьков с числом δ -электронов, обладающих энергией, достаточной для образования пузырька, и пробегом, меньшим $2r_{кр}$. Пробег электронов R дается выражением

$$R (см) = \frac{0,58E^2 (Мэв)}{\rho_{ж} \left(\frac{Z}{A} \right)}. \quad (2,11)$$

В данном случае $\rho_{ж}$ — плотность жидкости и $\frac{Z}{A}$ — отношение числа электронов в молекуле к молекулярному весу. Из-за рассеивания средних пробег электронов много меньше R , но эту формулу можно использовать для оценки порядка величины. Табл. IV показывает энергии электронов, имеющих пробег $2r_{кр}$ в различных жидкостях.

Таблица IV
Пробеги электронов в перегретых жидкостях

Жидкость	Водород	Пропан	CF ₃ Br
Температура (°K)	26,1	326	297
$r_{кр} (см) \times 10^6$	0,96	0,92	0,90
Z/A	1,01	0,59	0,46
$E_2 (кэв)$	0,46	0,91	1,44

Число δ -электронов n на 1 см трека с энергиями между E_1 и E_2 дается выражением

$$n = \frac{153}{\beta^2} \rho_{ж} \frac{Z}{A} \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right), \quad (2,12)$$

причем E_1 и E_2 измерены в *кэв*. Уиллис и др. наблюдали в пропане при температуре 55°C вдоль треков π -мезонов, имеющих $\beta=0,988$, 15 пузырьков на 1 см. Если в (2,12) мы положим E_2 равной энергии электронов, имеющих пробег $2r_{\text{кр}}$, то E_1 должна быть энергией пузырька радиуса $r_{\text{кр}}$. Для приведенного выше случая E_1 оказывается равной 680 эв, что не очень отличается от энергии теплового «пичка» в нижнем пределе чувствительности. Так как выбор пробега $2r_{\text{кр}}$ несколько произволен, можно заключить, что наблюдаемая плотность пузырьков совместна с предположением об образовании пузырьков δ -электронами.

2.5. Скорость роста пузырька

После достижения критического размера пузырьки растут под действием внутреннего давления газа при слабом испарении жидкости внутрь пузырька. Этот процесс был изучен Плессетом и Цвиком¹², которые вывели формулу

$$\dot{r} = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} (T_{\text{ж}} - T') \left(\frac{\lambda_{\text{ж}}}{V D'}\right)_{T_{\text{ж}}} \left(\frac{1}{c_{\text{ж}} Q_{\text{ж}}}\right)_{T'} \frac{1}{\sqrt{t}}, \quad (2,13)$$

где t — время, измеренное с момента начала роста пузырька, T' — температура, при которой давление насыщающих паров жидкости равно p_H и

$$D' = \frac{\lambda_{\text{ж}}}{c_{\text{ж}} Q_{\text{ж}}}.$$

Формула (2,13) пригодна, однако, только для случая, когда p_H постоянно, что приблизительно правильно для «чистых» камер. Басси и др.⁵ опубликовали данные об измерениях роста пузырьков как в «чистых», так и в «грязных» камерах; они нашли некоторое противоречие с этой формулой даже в случае «чистой» камеры, которое они объяснили рекомпрессией камеры во время образования в ней пузырьков, приводящей к задержке их роста.

Для «грязной» водородной камеры Альварец¹⁷ нашел, что

$$r \text{ (мм)} \simeq 0,1 t^{\frac{1}{2}} \text{ (мсек)}.$$

2.6. Время жизни «зародышей» пузырьков

В своих ранних экспериментах с «чистыми» эфирными камерами Глейзер и Рам¹⁸ пытались получить треки космических частиц, управляя расширением камеры с помощью телескопа из счетчиков. Они обнаружили при этом не большее количество следов, чем в случае расширения камеры в совершенно произвольный момент времени. Эти и другие эксперименты на космотроне указывали, что время жизни зародышей пузырьков должно быть меньше 0,3 мсек. Мартелли и др.¹⁹ пытались проделать подобные эксперименты с пузырьковой камерой, помещенной в волновод, который возбуждался радиочастотным генератором, управляемым с помощью телескопа из счетчиков. Эти опыты также не имели успеха, что указывало, что время жизни зародышей пузырьков меньше, чем 10^{-7} сек.

Если принять теорию, основанную на предположении об образовании тепловых «пичков», мы должны принять за время существования зародышей пузырьков время, приблизительно равное $t_{\text{кр}}$ — времени, необходимому для диффузии тепла из сферической области радиуса $r_{\text{кр}}$. Это время равно 10^{-10} сек для большинства жидкостей. Здесь имеет смысл

снова рассмотреть источники энергии тепловых «пичков». Образующие их δ -электроны передают часть энергии прямо при упругих столкновениях, а остаток теряют при возбуждении или ионизации молекул. Большая часть возбужденных молекул теряет энергию при столкновениях второго рода, прежде чем смогут испустить ее в виде излучения; если же время рекомбинации ионов τ_i меньше $t_{кр}$, электроны часто могут захватываться на возбужденный уровень, и образовавшиеся молекулы будут тоже давать некий вклад в образование тепловых «пичков» при столкновениях второго рода, происходящих прежде, чем захваченные электроны совершат каскадные переходы в основное состояние. Голдберг⁹ нашел теоретически τ_i равным примерно 10^{-11} сек для большинства жидкостей, хотя метод вычислений не исключает возможности ошибки порядка 10^4 в ту или иную сторону. Он же провел экспериментальное исследование величины τ_i , поместив пропановую пузырьковую камеру в электрическое поле 15 кВ/см, предполагая, что ионизационная энергия ионов не будет больше давать вклад в образование тепловых «пичков», если электроны будут оттянуты из критического объема, прежде чем произойдет рекомбинация. Принимая величину подвижности электронов равной 40 см/в, можно найти, что время выхода электрона в таком электрическом поле из области радиуса $r_{кр}$ примерно равно 10^{-12} сек для большинства жидкостей. В этих экспериментах не было замечено уменьшения плотности пузырьков при приложении электрического поля, из чего можно сделать вывод, что τ_i меньше или равно 10^{-12} сек.

Альтернативным является утверждение, что τ_i всегда много больше $t_{кр}$ и что ионы никогда не дают вклада в энергию тепловых «пичков», даже в отсутствие электрического поля. Энергия, сообщаемая электронами и ионам за время $t_{кр}$ приложенным электрическим полем, всегда меньше, чем 1 эв, и не даст никакого вклада в плотность пузырьков.

Так как для расширения пузырьковой камеры механически требуется по крайней мере 10^{-3} сек и для включения радиочастотного нагрева по крайней мере 10^{-7} сек, кажется, что в случае правильности изложенного механизма образования пузырьков невозможно получить пузырьковую камеру, управляемую проходящими частицами. Одним из преимуществ, вытекающих из короткого времени жизни зародышей пузырькового фона, является отсутствие на фотографиях пузырьковой камеры постоянного фона, неизбежного в камерах Вильсона. С другой стороны, нейтроны и γ -кванты пучка, проходящего через пузырьковую камеру, ввиду высокой плотности жидкости могут дать увеличение вредного фона.

2.7. Ц и к л р а с п и р е н и я

Одним из самых существенных преимуществ, которые пузырьковые камеры имеют перед камерами Вильсона, является то, что они работают быстрее. Это выражается не только в том, что цикл расширения пузырьковой камеры можно повторять через секунду и чаще, но и в том, что пузырьки растут в перегретой жидкости так быстро, что они могут быть сфотографированы через миллисекунду после начала роста, и дисторсии треков поэтому очень малы. Измерения, сделанные на 38-сантиметровой водородной пузырьковой камере в Беркли, показывают, что ложный радиус кривизны, обусловленный турбулентностью, больше чем 50 метров; в некоторых камерах Вильсона турбулентность может быть сделана еще меньшей, но это связано со значительными трудностями. Скорость роста пузырьков в первых «чистых» пузырьковых камерах вызвала значительные затруднения, так как пузырьки достигали пригодных для фото-

графирования размеров, за несколько микросекунд, ограничивая таким образом время прохождения пучка частиц, к которому камера чувствительна. К счастью, самоподжатие в «грязных» камерах ограничивает рост пузырьков, делая возможным более замедленное фотографирование.

Применение быстрого поджатия было наиболее важным развитием техники пузырьковых камер после открытия «грязных» пузырьковых камер. В ранних конструкциях камер пузырькам позволялось свободно расти, подниматься к верхней части камеры и там сливаться в большой пузырь. Этот пузырь обычно оказывался расположенным между жидкостью и стеклянным окном или резиновой диафрагмой, являющимися хорошими теплоизоляторами, что приводило к значительному нагреванию верхней части жидкости за счет скрытого тепла конденсации паров.

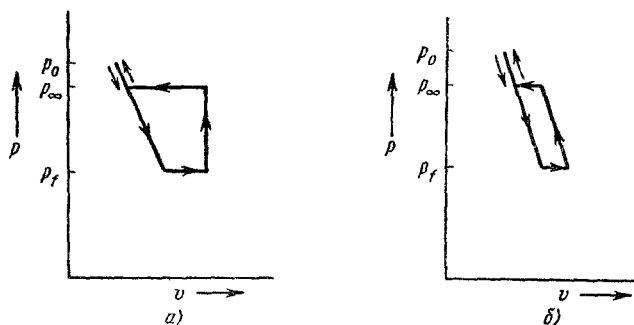


Рис. 8. pV -диаграмма цикла расширения в пузырьковой камере, использующей а) медленное поджатие, б) быстрое поджатие.

Давление насыщающих паров над поверхностью жидкости поэтому увеличивалось, замедляя конденсацию паров; в жидкости устанавливался значительный температурный градиент, приводящий к изменению чувствительности с глубиной. Действительно, 25,4-сантиметровая жидководородная пузырьковая камера, сконструированная в Беркли, вообще не могла функционировать в подобных условиях: чувствительным к ионизирующему излучению оказывался только слой жидкости толщиной около 2,5 см в верхней части камеры. Поэтому более поздние конструкции камер были выполнены таким образом, чтобы давление прилагалось к рабочему объему камеры сразу же после фотографирования, прежде чем пузырьки успеют заметно подняться.

Однако однородное распределение температуры не является единственным достоинством быстрого поджатия жидкости; в этом случае значительно уменьшается подвод тепла, что является фактом первостепенной важности при конструировании жидководородных пузырьковых камер, в которых температура должна поддерживаться около 25°K . Причина этого становится очевидной из термодинамического рассмотрения цикла расширения—поджатие. Этот цикл показан на рис. 8, а и б.

Предположим, что камера первоначально наполнена некоторым количеством жидкости, которое подобрано таким образом, что во время расширения давление упало бы до некоторого малого значения (около одной атмосферы), если бы не происходило вскипания. Начальное давление, равное p_0 , несколько больше, чем давление насыщающих паров p_{∞} . В действительности кипение начнется при некотором давлении p_f , прежде чем давление упадет до одной атмосферы, и в течение остального

времени расширения давление уже не будет больше понижаться, но останется приблизительно постоянным. Теперь нужно рассмотреть два случая. Если до начала поджатия пройдет заметный промежуток времени, давление в камере самопроизвольно увеличится из-за вскипания жидкости до $p_{св}$; во время действия поджимного усилия сначала будет происходить сжижение паров при неизменном давлении в объеме камеры, пока они не сконденсируются полностью, а затем в камере начнется быстрое возрастание давления, сопровождающееся уменьшением объема. Это показано на рис. 8, а. Площадь, замкнутая pV -диаграммой, представляет величину обратимой работы, произведенной над жидкостью, и является нижним пределом действительной необратимой работы. Если же производится быстрое поджатие системы, самопроизвольное увеличение давления произойдет не полностью, и площадь, замкнутая pV -диаграммой, может быть значительно уменьшена, как показано на рис. 8, б. Большая часть работы совершается над той частью жидкости, которая испаряется и затем снова конденсируется; поэтому наибольший подвод тепла будет локализован теми областями камеры, где происходит основная конденсация. По этой причине необходимо изготавливать корпус камеры так, чтобы избежать острых краев и царапин, на которых могли бы легко образовываться пузырьки, конденсация которых создаст в камере неоднородное распределение температуры. Величина теплоподвода увеличивается с размерами камеры и становится исключительно существенной в больших водородных камерах и гораздо менее существенной в больших пропановых камерах.

В случае камеры, имеющей механизм расширения с диафрагмой, нормальное относительное расширение можно получить, заполнив камеру (объем V), когда диафрагма лежит на задней опорной решетке, а затем уменьшив объем жидкости на величину δV , обеспечивающую необходимое соотношение $\frac{\delta V}{V}$. На практике относительное расширение на 2—3% достаточно для большинства жидкостей. Интересно отметить, однако, что пузырьковые камеры могут обычно работать при относительном расширении от 2 до 6%, хотя при верхнем пределе размеры и число фоновых пузырьков быстро растут. Эта стабильность является важной гарантией от влияния на работу камеры изменений в δV , вызванных незначительными изменениями температуры. Существует тенденция уменьшать конечное давление p_H , но как только p_H понизится до величины, соответствующей при данной температуре границе вскипания, произойдет спонтанное вскипание жидкости. Это спонтанное кипение будет поддерживать p_H при значении границы вскипания или несколько более высоким и гарантировать чувствительность камеры к ионизирующему излучению. Более того, спонтанное вскипание происходит на стенках камеры в мелких царапинах или пазах, оставляя объем жидкости чувствительным к излучению. Так как число фоновых пузырьков, а следовательно и время, необходимое для их поджатия, быстро увеличивается с ростом относительного расширения, обычно применяется наименьшее относительное расширение, достаточное для приведения камеры в чувствительное состояние.

Поршневой механизм расширения обладает тем преимуществом, что степень расширения легко регулируется изменением его хода. Несколько камер с поршневым механизмом расширения уже функционируют, большинство водородных пузырьковых камер создается на этом же принципе. Поршневой механизм также предпочтительнее диафрагменного, потому что он создает меньшую турбулентность, но его применение связано с трудностями уплотнения поршня, а ввиду большой инерции поршня

для его управления требуется специальная система. Преимуществом же поршня является еще и то, что с жидкостью соприкасается его металлическая поверхность, которая легко отводит тепло пузырьков, достигающих верха камеры, делая возможным увеличение частоты следования циклов и предохраняя верхнюю часть камеры от ненужного нагревания.

3. ЖИДКОСТИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

3.1. Органические жидкости

Одной из первых жидкостей, использованных Глейзером¹, был диэтиловый эфир, который, как он нашел, в «чистой» пузырьковой камере становится чувствительным к ионизирующему излучению при температуре около 140° С. В такой камере давление сбрасывалось до одной атмосферы,

а жидкость оставалась в перегретом состоянии, пока через нее не проходила ионизирующая частица. Как было найдено для «грязных» камер, спонтанное вскипание на периферии камеры поднимает величину конечного давления примерно до 10 ат, и рабочая температура соответственно увеличивается до 154° С, согласно с теорией, изложенной в предыдущем разделе. Найдено также, что изобутан в «грязной» камере имеет рабочую температуру около

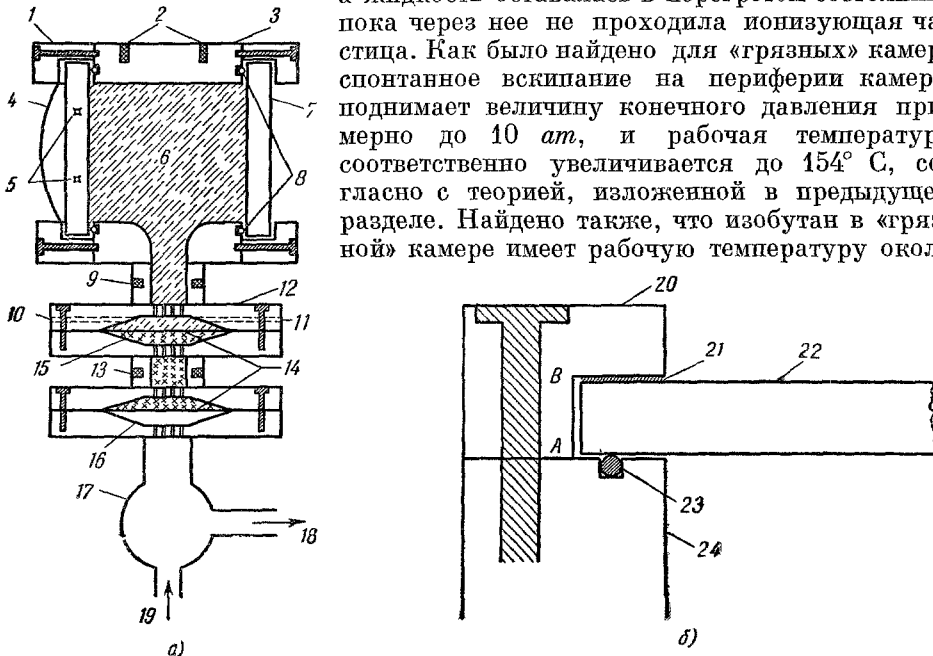


Рис. 9. а) Схематическое изображение 30-сантиметровой пропановой пузырьковой камеры; б) оправа окна камеры.

1 — уплотнение окна; 2 — нагреватели; 3 — алюминиевый корпус камеры; 4 — конденсорная линза; 5 — терморпары; 6 — пропан; 7 — окно из «геркулита»; 8 — O-образные кольца; 9 — нагреватель «горышка»; 10 — линия заполнения камеры; 11 — датчик давления; 12 — передняя опорная решетка; 13 — нагреватель; 14 — диафрагмы; 15 — масло; 16 — азот; 17 — тройной клапан; 18 — выход в атмосферу; 19 — входное отверстие газа высокого давления; 20 — прижимное кольцо; 21 — асбестовая прокладка; 22 — окно; 23 — O-образное кольцо; 24 — корпус камеры.

94° С. Были испытаны и другие жидкости; из них наиболее существенными оказались нормальный пентан и изо-пентан, использованные соответственно Басси⁵ и Плессом и Плато⁴.

Однако наиболее полезной органической жидкостью для экспериментов с частицами высокой энергии, несомненно, является пропан*). Его рабочая точка лежит при удобной температуре 60° С, а плотность

*) Впервые пропан в пузырьковой камере использовали Г. А. Блинов, Ю. С. Крестников, И. И. Першин, ДАН СССР 99, 929 (1954). (Прим. ред.)

водорода в нем даже больше, чем плотность самого жидкого водорода. Исследование кинематики реакции указывает, произошла ли она на ядрах углерода или свободных протонах.

Конструкции пропановых пузырьковых камер с максимальными размерами до 30 см сравнительно просты. 30-сантиметровая камера Колумбийского университета, типичная для пропановых камер подобного размера, показана схематически на рис. 9.

Корпус камеры представляет собой алюминиевый цилиндр диаметром 30 см со стенкой толщиной 3,75 см, в которой в местах прохождения пучка толщина уменьшена до 0,45 см. Нижнее отверстие закрыто диафрагмой из резины, покрытой сверху тонким листом майлара для предохранения резины от пропана. Пространство между диафрагмами зашплено маслом, которое теплоизолирует пропан от азота, используемого для поджата камеры, и является защитным слоем в случае разрыва диафрагмы, ограничивающей объем пропана.

Расширение осуществляется с помощью тройного дистанционно управляемого электромагнитного клапана. Может быть использована и другая система расширения (Басси⁵), но такой клапан обеспечивает сравнительно быстрое расширение и поджатие для большинства малых пропановых камер. Первоначально клапан соединяет камеру с газообразным азотом из баллона, поджимающим камеру до 25 ат. При прохождении импульса тока через обмотку электромагнитного клапана клапан перекрывает линию, подающую азот из баллона, и выхлопывает газ из-под диафрагмы в атмосферу, так что диафрагма быстро отходит от передней опорной решетки. При окончании импульса тока клапан производит все операции в обратном порядке и подает азот под большим давлением в пространство под диафрагмами. Продолжительность импульса тока определяет время, в течение которого камера находится в расширенном состоянии.

Весь цикл расширения и поджата камеры обычно длится около 30 мсек и синхронизируется с моментом прохождения через камеру пучка частиц. Импульсные лампы дают вспышку примерно через миллисекунду после снижения давления до минимальной величины. Температура пропана регулируется с помощью термистора, вмонтированного в стенку камеры, который управляет нагревателями, расположенными вокруг цилиндрического тела камеры и вокруг верхней части механизма расширения. Необходимость поддержания и контроля температуры в рабочем объеме камеры с точностью до одной десятой градуса накладывает серьезные требования на ее конструкцию.

Передняя опорная решетка вставляется для ограничения хода диафрагмы в случае аварийной поломки стекла. Толщина t круглого окна из закаленного стекла дается приблизительно выражением

$$pAf = 6000t^2,$$

где p — давление на стекло в атмосферах, A — его площадь в см², f — запас прочности. Так, стекло диаметром 38,1 см должно быть толщиной 5,08 см, чтобы иметь запас прочности 5 при давлении 28,6 ат. Закаленное стекло приблизительно в пять раз крепче обычного стекла и значительно более устойчиво по отношению к ударным нагрузкам. Ясно, что доступная толщина плоского оптического стекла обычно ограничивает размеры камеры такой простой конструкции. Большой осторожности требует уплотнение стекла, так как, будучи перетянутыми, стекла легко трескаются.

Простое, но надежное уплотнение стекла показано схематически на рис. 9, б. Уплотнение осуществляется круглым в сечении кольцом,

и глубина AB прижимного фланца выбрана так, чтобы между стеклом и корпусом камеры при полной затяжке фланца оставалась щель в несколько десятков микрон. Для защиты стекла сверху между стеклом и прижимным фланцем помещается асбестовая прокладка.

Другим решением проблемы укрепления стекла является использование гидравлического противодействия, примененного в 76-сантиметровой камере, созданной Пауэллом и др.²⁰ для проведения работ на беватроне. Эта камера, изображенная на рис. 10, имеет длину 76 см, ширину 64 см и глубину 15 см и была сконструирована, чтобы использовать готовый магнит. Нижний и верхний полюсные наконечники магнита образуют дно и верхнюю часть кожуха, окружающего камеру и заполненного минеральным маслом. В этой камере диафрагмой, расширяющей объем жидкого пропана, является само стекло; толщина его 12,7 мм, оно вставлено в кольцо, прикрепленное к стенкам камеры резиновыми манжетами, и перемещается при изменении давления в объеме масла над ним. В этой конструкции поэтому никогда не бывает большой разницы давлений сверху и снизу стекла, и оно может быть взято достаточно тонким. Стекло может перемещаться на 2,5 см, управляется механизмом, предохраняющим его от перекоса во время расширения. Масло расширяется диафрагмами, управляемыми сжатым азотом.

Освещение производится с помощью ряда длинных импульсных ламп, помещенных в масле внизу под камерой, над которыми расположена матовая пластинка и жалюзная система (см. раздел 4). Эта система освещения была выбрана как самая компактная из всех возможных, что позволило получить максимальное магнитное поле; но ее недостаток состоит в том, что смена ламп невозможна без разборки всей камеры. Объективы, фотографирующие камеру, расположены на расстоянии 132 см от ее стекла, в 23 см один от другого. Основное затруднение при работе с подобной камерой состоит в том, что конвекция и турбулентность в минеральном масле приводят к искаженным изображениям треков на пленке, делая невозможными надежные измерения. Оказывается, что конвекция обусловлена неоднородным нагреванием масла, и вставление по бокам камеры проницаемых перегородок сильно ее уменьшило. Вторая трудность заключается в том, что расширение и поджатие сравнительно медленны, так как в течение цикла должно переместиться около тонны масла. Расширение занимает около 45 мсек, что приводит к тому, что пузырьки, образовавшиеся в пропане, успевают заметно подняться вверх, прежде чем они будут «захлопнуты» волной поджатия. Тем не менее, камера уже доказала свою ценность при прямых наблюдениях в ней антинейтронов и нескольких E-гиперонов, образованных в пучках ускорителя.

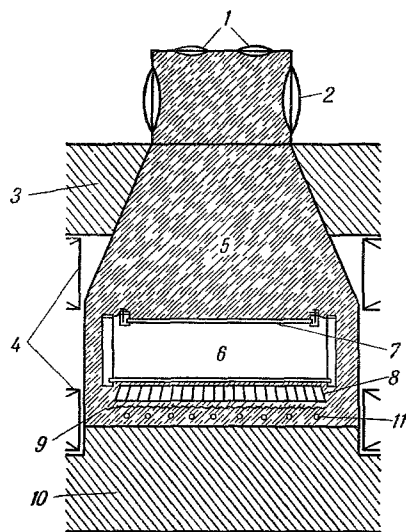


Рис. 10. 76-сантиметровая пузырьковая камера с гидравлическим противодействием на стекло (схематически, согласно Пауэллу и др.²⁰).

1 — объективы; 2 — диафрагма, управляемая азотом; 3 — железное ядро; 4 — обмотки магнита; 5 — минеральное масло; 6 — пропан; 7 — подвижное окно; 8 — жалюзная система; 9 — рассеивающая свет пластинка; 10 — полюсный наконечник магнита; 11 — импульсные лампы.

3.2. Жидкий водород

Качественно многое из поведения странных частиц стало известно благодаря исследованиям с пропановыми камерами, но для детального количественного исследования этих явлений необходимы камеры с жидким водородом, так как кинематика взаимодействий в этом случае очень проста и по крайней мере в принципе возможен полный и однозначный анализ каждого случая. Использование жидкого водорода в пузырьковой камере позволяет объединить мишень из чистых протонов с детектором. Интересные случаи должны происходить в водородной камере довольно часто, так как поперечное сечение в один барн соответствует среднему свободному пробегу в 28 см. Первые попытки использовать жидкий водород были предприняты Хильдебрандом и Нэглем²¹, которые сообщили об успешном применении его в «чистой» водородной камере; Вуд² обнаружил, что следы частиц наблюдаемы и в «грязной» водородной камере. С тех пор в создание жидководородных камер, предназначенных для изучения частиц высокой энергии, вложено много усилий, средств и изобретательности. Их конструкции в основном сводятся к двум видам, которые будут рассмотрены в отдельности ниже.

а) Жидкостные системы расширения. Малая водородная пузырьковая камера Эдера с размерами $15,2 \times 7,6 \times 5,1$ см³ расширяется и поджимается алюминиевым поршнем, действующим непосредственно на жидкость. Температура камеры управляется давлением, при котором испаряется водород из резервуара, термически связанного с корпусом камеры. Камера окружена медным радиационным экраном, охлаждаемым жидким азотом, причем и экран и корпус камеры помещены в вакуумный кожух. Этот радиационный экран должен иметь отверстие для освещения и фотографирования камеры через окна в вакуумном кожухе, поэтому предполагается, что наибольший приток тепла к камере обуславливается излучением из внешней среды, находящейся при 300° К, проходящим через эти окна в кожухе. Стекла уплотняются с медным корпусом камеры двумя прокладками из индиевой проволоки, причем пространство между этими прокладками откачивается. У другой камеры, созданной Эдером, диаметром 35,6 см и глубиной 10,3 см, корпус и прилив для подсоединения механизма расширения изготавливаются из одной медной отливки, чтобы уменьшить вскипание жидкого водорода в области подсоединения механизма расширения.

Жидководородная камера диаметром 30,5 см и глубиной 10,3 см используется Штейнбергером для работы на космотроне. Конструкция ее во многом подобна конструкции 30,5 см-пропановой камеры, за исключением того, что вместо резиновой диафрагмы для расширения водорода применен сильфон, расположенный в верхней части камеры и управляемый поршневым штоком. Температура регулируется, как и в камере Эдера, при помощи теплообмена с резервуаром, в котором водород кипит при контролируемом давлении, а также с помощью жидкого водорода из резервуара, который можно впрыскивать непосредственно в пространство над сильфоном.

Во время работы камеры значительная часть тепла подводится к жидкому водороду за счет необратимой работы (см. предыдущий раздел). Так, при работе 25,4-сантиметровой камеры в Беркли с частотой один цикл расширения в каждые 40 сек динамический расход водорода составлял около 1,2 л/час, в дополнение к 1,5 л статического расхода. Так как эта работа прямо пропорциональна объему расширяемой жидкости, в 50,8-сантиметровой камере, создаваемой в Брукхэйвене, для уменьшения потерь водорода решено применить очень быстрый цикл расшире-

ния и поджатия. Конструкция этой камеры, разработанная в группе Шата на основе опыта, полученного при работе с моделью размерами $15,8 \times 7 \times 7,6 \text{ см}^3$ (Больде и др. ²²), изображена схематически на рис. 11.

Фотографируемая область жидкого водорода составляет $50,8 \times 25 \times 22,9 \text{ см}^3$, но общий объем водорода в камере вместе с приливом, к которому прикрепляется механизм расширения, равен приблизительно 60 л. Длинный прилив сделан с целью уменьшения турбулентности в фотографируемом объеме, а также для вынесения расширительного поршня в область малого магнитного поля. Поршень подогнан к стенкам прилива не очень плотно, так что жидкий водород может слегка просачиваться в зазоре между поршнем и стенкой. Объем выше поршня содержит находящиеся в равновесном состоянии как жидкий, так и газообразный водород и уплотнен сверху подвижным резиновым манжетом, жестко закрепленным на поршневом штоке и цилиндре, в котором ходит поршень. На случай прорыва верхнего манжета предусмотрено дополнительное уплотнение, которое может закупорить вакуумный объем на время его замены.

Поршень управляется системой, изображенной на верхней части рис. 11. Она состоит из тройного клапана, обычно оставляющего открытым выход баллона *E*, содержащего гелий при давлении 5,4 ат. Другой клапан, *B*, обычно перекрывает баллон *F*, содержащий гелий при давлении 36 ат. Чтобы расширить водород в камере, объем *C* соединяется с баллоном *F*, так что поршень поднимается, сжимая газ в объеме *D*. Для поджатия камеры объем *C* соединяется с *E* и давление около 36 ат в объеме *D* опускает поршень до тех пор, пока давление в *D* не становится равным давлению в *E*. Чтобы избежать потерь гелия, происшедших в более ранних системах расширения, применяются обратная перекачка гелия. Резиновые амортизаторы предусмотрены только для предосторожности, и в нормальном режиме работы поршень о них не ударяется. Фотографирование производилось через миллисекунду после расширения, вслед за этим немедленно следовало поджатие. Камера окружена двумя радиационными экранами, поддерживаемыми при температурах жидкого азота и жидкого водорода, и подвешена внутри вакуумного кожуха, который сконструирован таким образом, что может выдержать большое давление, возникающее в случае поломки стекла камеры. Обмотки магнита расположены вокруг стенок камеры и создают внутри нее однородное поле в 17 килогаусс. Магнитный поток замыкается по железному ярму снаружи вакуумного кожуха. На рис. 12 показаны магнит, вакуумный кожух, механизм расширения и насосы камеры в собранном виде.

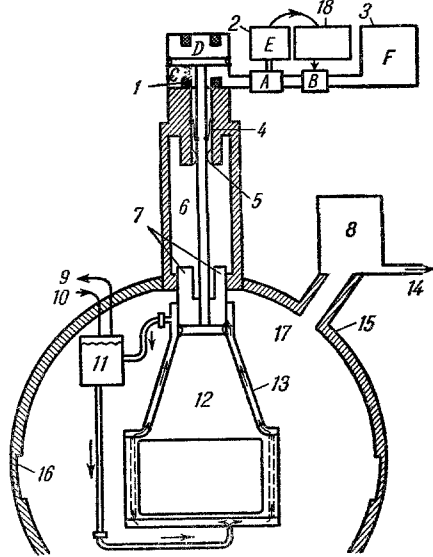


Рис. 11. Схематическое изображение 50,8-сантиметровой камеры Шата (не в масштабе). Радиационный экран, система заливки водорода и магнит не показаны.

- 1 — резиновые амортизаторы; 2 — 6,4 ат;
- 3 — 36 ат; 4 — манжетное [резиновое уплотнение]; 5 — аварийное уплотнение;
- 6 — вакуум; 7 — водород газообразный и жидкий; 8 — диффузионный насос; 9 — H_2 газообразный; 10 — жидкий водород;
- 11 — жидкий водород; 12 — жидкий водород; 13 — экран при температуре жидкого водорода; 14 — на выход; 15 — вакуумный кожух; 16 — окно для пучка; 17 — вакуум; 18 — компрессор.

Уплотнение стекол корпуса камеры, работающее при изменении ее температуры от 300 до 20° К, становится одной из главных проблем при конструировании больших водородных камер ввиду различия коэффициентов температурного расширения уплотняемых материалов. В первых маленьких камерах использовались простые свинцовые прокладки, но было найдено, что слой карбоната свинца, образующийся на поверхности прокладок, препятствует хорошему уплотнению. Для этих же целей был испробован индий, однако он настолько прилипает к стеклу,

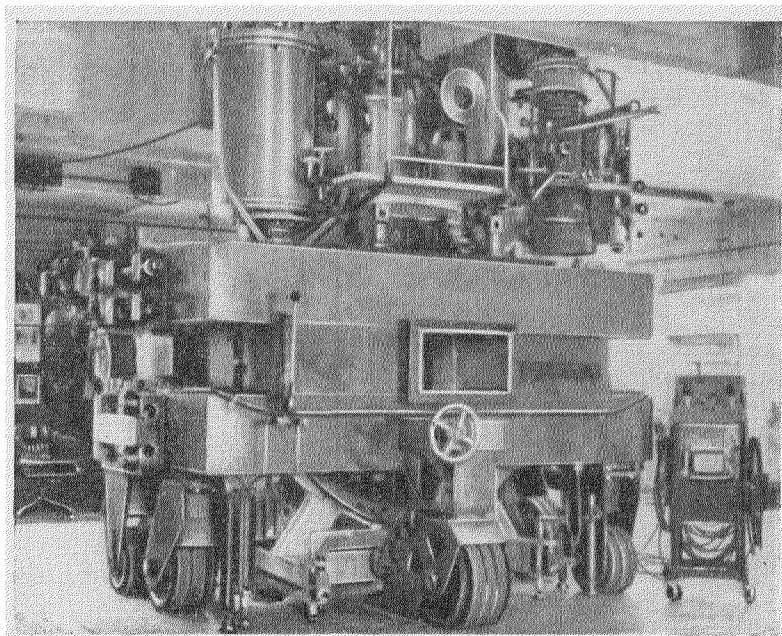


Рис. 12. Общий вид вакуумного кожуха, диффузионных насосов, механизма расширения и магнита 50,8-сантиметровой камеры Шата.

Сама пузырьковая камера висит внутри установки. Направо ясно видно отверстие, через которое производится фотографирование, тогда как пучок проходит через щель в яме слева. Размеры камеры можно представить из сравнения со стулом, видимым слева сзади.

что при снятии последнего с его поверхности могут быть вырваны полоски. Для больших камер прогибание находящегося под давлением стекла делает его уплотнение еще более сложной задачей, и Шат поэтому принял метод уплотнения, предложенный группой Альвареца в Беркли и показанный на рис. 13. В этой системе прокладки с откачиваемым промежутком между ними прижимаются к стеклу с помощью гибкого полого кольца из нержавеющей стали, наполненного гелием под давлением около 100 ат. Прокладки изготовлены из сплава индия с 2% серебра, который достаточно мягок, но, по-видимому, не прилипает к стеклу. Внутреннее кольцо прокладки уплотняет стекло со стороны высокого давления, внешнее — создает промежуточный объем для откачки. Гибкое полое кольцо позволяет прокладкам следовать за движением стекла во время циклов камеры, а также дает возможность производить длительное охлаждение камеры от комнатной температуры, в течение которого металл корпуса камеры и стекло сокращаются с различными скоростями, без затяжки уплотнения. Стекло отделено от прижимного фланца закругленными шипами и защитными прокладками. В случае повреждения полого стального

кольца с гелием высокого давления водород может попасть из камеры в вакуумный кожух, прочность которого рассчитана на случай аварии такого рода; подача гелия под давлением 100 ат производится через узкое сошло, которое ограничивает скорость подачи гелия величиной, допускаемой размерами прохода предохранительного клапана камеры и выходного отверстия вакуумного кожуха.

Система наполнения сконструирована так, что наполнение камеры управляется дистанционно, так как этот процесс считается наиболее опасным во всей работе с жидководородной пузырьковой камерой. Когда камера наполнена, она может быть изолирована. Все объемы, содержащие жидкий водород, соединены предохранительными клапанами и разрывными мембранами с системой отвода водорода. Во время наполнения водо-

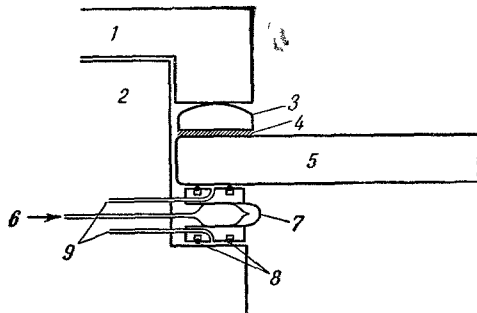


Рис. 13. Уплотнение стекла 50,8-сантиметровой водородной камеры (не в масштабе). 1 — прижимной фланец; 2 — стенка камеры; 3 — закругленная шпима; 4 — защитная прокладка; 5 — стеклянное окно; 6 — гелий под высоким давлением; 7 — медное уплотнение; 8 — прокладка из индиевой проволоки, 9 — линия откачки.

род необходимо тщательно очищать от примесей кислорода. Техника безопасности при работе с пузырьковыми водородными камерами и удаление водорода из отводных систем подробно рассмотрены Херндесом ²³.

Температура на дне, в центре и у механизма расширения измерялась газовыми термометрами с парами неона. Изменения давления в жидкости регистрировались по току разбаланса через детектор в нулевой цепи моста переменного тока, один из концов которого соединен с диафрагмой, находящейся в контакте с жидкостью; при прогибании диафрагмы два «плеча» моста растягивались и два других сжимались, что приводило к некоторому изменению их сопротивлений. Использовались и другие системы датчиков давления, как, например, емкостной датчик, описанный детально Олстоном и др. ²⁴, использовавшими его в маленькой пропановой камере в Ливерпуле. Одна пластинка конденсатора является диафрагмой, находящейся в контакте с жидкостью; изменение положения диафрагмы приводит к изменению емкости конденсатора; эти изменения емкости модулируют частоту генератора; детектор частотной модуляции превращает изменения частоты в изменения напряжения, которые после усиления подаются на осциллограф. Подобный емкостной датчик, пригодный для использования при температурах жидкого водорода, описан Линлором и др. ²⁶. Использовались также пьезоэлектрические датчики давлений, но при температуре жидкого водорода они работали нестабильно.

б) Газовая система расширения. В Беркли в 1954 г. было решено, что для экспериментов на беватроне нужно построить очень большую жидководородную пузырьковую камеру. О пузырьковых камерах (и жидководородных особенно) в то время было известно очень

немного, и Л. Альварец поэтому наметил программу создания серии жидководородных пузырьковых камер, непрерывно увеличиваемых в размере. Первая из них была диаметром 10 см и глубиной 5 см, следующая диаметром 25,4 см, глубиной 16,5 см. Именно на этой стадии были встречены и преодолены основные трудности в создании водородных камер, как будет описано ниже. Теперь уже работает 38-сантиметровая камера и широко ведется конструирование последней камеры этой серии с размерами $183 \times 51 \times 38$ см^{3*}).

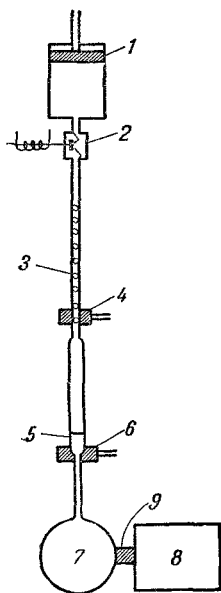


Рис. 14. Первая газовая система расширения, спроектированная для 25,4-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры в Беркли. 1 — поршень; 2 — электромагнитный расширительный клапан; 3 — регенератор; 4 — теплообменник с жидким азотом; 5 — уровень жидкого азота до расширения; 6 — теплообменник с жидким водородом; 7 — камера; 8 — резервуар с жидким водородом; 9 — изменяемый тепловой контакт.

Общей чертой всех этих камер является использование в них газового механизма расширения. Он был выбран вместо поршневого или сильфонного, действующих непосредственно на жидкость, ввиду доступности всех его узлов при наполненной водородом камере. Фактически газ во многом соответствует нежесткому поршню малой инерции. Первая конструкция газового механизма расширения, созданного для 25,4-сантиметровой камеры, которая демонстрирует особенности и недостатки этой системы, показана на рис. 14. Эта камера имела цилиндрический корпус и горизонтальные стекла; система расширения выходила из боковой стенки камеры и проходила через вакуумный кожух к электромагнитному клапану, который позволял газообразному водороду быстро расширяться в откачанный цилиндр. Нижняя часть линии расширения содержала жидкий водород до места, охлаждаемого теплообменником с жидким водородом, а остальная часть линии была наполнена газообразным водородом под давлением, причем температура газа поднималась в верхней части линии до комнатной температуры. При завершении цикла поршень поджимал газ, электромагнитный клапан закрывался, а поршень возвращался в его исходное состояние.

К сожалению, было найдено, что чувствительной к излучению оказалась только верхняя часть камеры, как это уже отмечалось раньше. Более того, затраты жидкого водорода в теплообменнике оказались очень большими, несмотря на помещение над этим теплообменником второго теплообменника с жидким азотом. Это случалось потому, что холодный газообразный водород нагревался до комнатной температуры в расширительном цилиндре и загонялся при поджатии камеры обратно в линию расширения, создавая интенсивный подвод тепла к камере. Из первого закона термодинамики известно, что изменение внутренней энергии dU связано с количеством сообщенного тепла δQ и работой, совершенной над системой δW , выражением $dU = \delta Q + \delta W$. Но

$$dU = C_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV.$$

Поэтому

$$\delta Q = C_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + p dV.$$

* В настоящее время эта камера уже работает. (Прим. ред.)

Приток тепла за каждый цикл, следовательно, будет равен

$$Q = \int_0^M dm \int_{T_m}^{T_k} C_V dT + \int_0^M dm \int \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] dV, \quad (3,1)$$

где dm — элемент массы, который в конце цикла находится при температуре T_m , T_k — комнатная температура, а M — общая масса газа, принимающая участие в цикле.

Чтобы уменьшить эффект, описываемый первым членом в (3,1), в тепловой части линии расширения были установлены медные пластинки регенератора, чтобы выходящий из линии холодный газ охлаждал регенератор, который затем в свою очередь охлаждал бы теплый газ, загоняемый в систему при поджатии, т. е. действовал бы как аккумулятор холода. Для идеального газа $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0$. Водород, находящийся в линии расширения, никак не является идеальным газом, но вклад этого члена, вероятно, пренебрежим, за исключением скрытой теплоты конденсации конденсирующейся части газа; $\int pdV$ оценивается только для поджимной части цикла, так как газ не совершает работы, расширяясь в вакуум расширительного цилиндра.

Чтобы устранить все эти трудности, система расширения была переделана таким образом, чтобы стало возможно быстрое поджатие; эта мера оказалась весьма благотворной. В камере не только исчез губительный температурный градиент, но и расход водорода уменьшился с 50 до 3,2 л/час при частоте работы камеры в 10 циклов в минуту. Это было достигнуто с помощью системы, изображенной на рис. 15.

В новой системе газ быстро расширяется через электромагнитный клапан в баллон 7 в течение нескольких миллисекунд, затем этот клапан подсоединяет к линии расширения объем C с водородом высокого давления, который поджигает камеру. В промежуток времени между циклами водород перекачивается в C через компрессор, очиститель и теплообменник D , погруженный в жидкий азот.

Очевидно, что большая часть энергии, описываемая членом $\int pdV$, теперь забирается компрессором, и расход жидкого водорода обусловлен только сжатием газа, остающегося в линии расширения ниже электромагнитного клапана. $\int C_V dT$ также сильно понижается из-за снижения верхнего предела интеграла до T_N , температуры кипения азота (77° К). Однако наиболее важным является то, что уменьшение времени, в течение которого открыт клапан, сводит к минимуму время вскипания водорода в расширительной линии и таким образом уменьшает массу газа M' , который должен покинуть линию расширения, чтобы было достигнуто нужное давление расширения, т. е. сильно сокращается масса газа M ,

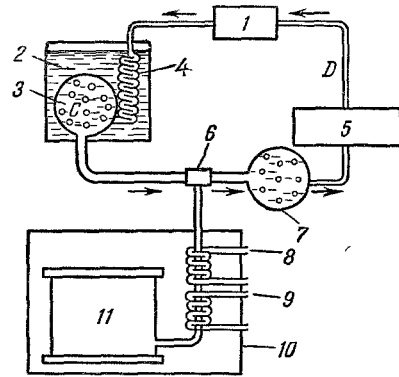


Рис. 15. Блок-схема системы быстрого газового расширения, используемой теперь для жидководородных пузырьковых камер в Беркли.

- 1 — очиститель; 2 — объем с жидким азотом; 3 — водород под высоким давлением; 4 — теплообменник; 5 — компрессор; 6 — расширительный клапан; 7 — расширительный объем; 8 — охлаждающая обмотка с жидким азотом; 9 — охлаждающая обмотка с жидким водородом; 10 — вакуумный кожух; 11 — жидкий водород при 27° К.

вовлеченного в цикл. Подвод тепла $M' \int_{T_N}^{T_K} C_V dT$ за цикл теперь в основном производится к охлаждающей азотной системе, но уменьшение M

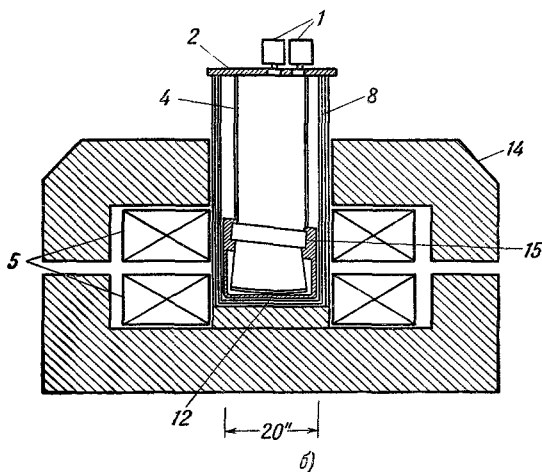
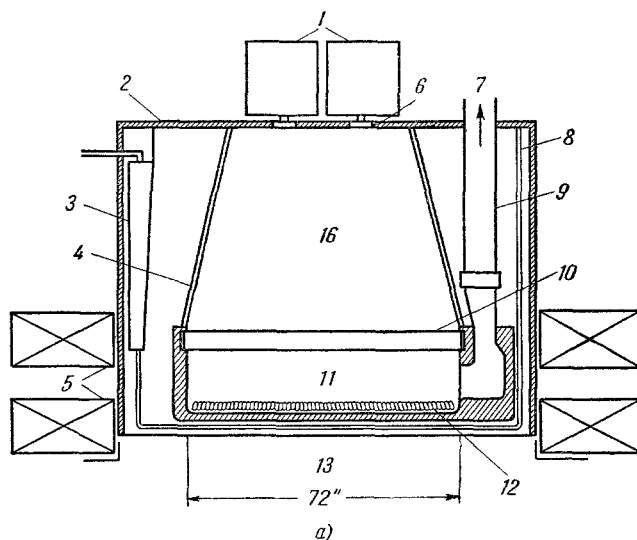


Рис. 16. а) Вид сбоку 183-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры Альвареца; б) вид спереди 183-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры Альвареца и ее магнита (схематически, примерно в масштабе).

1 — блоки стереофотокамеры; 2 — вакуумный кожух; 3 — резервуар с жидким азотом; 4 — радиационный экран при температуре жидкого водорода; 5 — обмотки магнита; 6 — окна для фотографирования; 7 — к системе расширения; 8 — радиационный экран при температуре жидкого азота; 9 — линия расширения; 10 — окно из стекла толщиной 12,5 см; 11 — жидкий водород; 12 — растр; 13 — полюсной наконечник магнита; 14 — ярмо магнита; 15 — наклонное окно; 16 — вакуум.

настолько велико, что общий подвод тепла за цикл, включая работу, совершенную компрессором, много меньше, чем при медленном поджатии. Статические затраты жидкого водорода 38-сантиметровой камеры, исполь-

зующей аналогичную систему быстрого поджатия, равны 3,3 литра, тогда как динамические затраты равны 20 л/час при частоте расширений 10 мин⁻¹. В статические затраты входят незначительные потери, обусловленные превращением жидкого водорода в камере в параводород. Это еще не столь малый расход жидкого водорода, как в случае поршневого или сильфонного механизмов расширения; в своей 50,8-сантиметровой камере Шат предполагает снизить расход до 10 л/час при частоте расширений 12 за минуту и до 4 л/час в статическом состоянии.

183-сантиметровая камера, изображенная схематически на рис. 16, а и б, имеет водородный ожигатель мощностью 1550 *вт*. Предполагается, что с таким ожигателем без применения добавочных объемов жидкого водорода, находящихся в тепловом контакте с камерой, можно будет поддерживать температуру камеры постоянной с точностью до 0,1° К. Камера имеет только одно окно толщиной 12,7 см, которое наклонено, чтобы собирающиеся под ним пузырьки поднимались к одному краю корпуса и не закрывали основного объема камеры, и чтобы блики от источника импульсного освещения на стекле не попадали в поле зрения объективов стереофотокамеры.

Способ уплотнения стекла подобен изображенному на рис. 13. Камера освещается и фотографируется через окна в верхней части вакуумного кожуха. Растровая система на дне камеры действует как зеркало, но в то же время исключает мнимое изображение пузырьков трека, как это будет описано в разделе 4.

Магнит, в отличие от магнита камеры Шата, расположен полностью вне вакуумного кожуха, который на нем крепится. Обмотки из меди расположены горизонтально, магнитный поток замыкается через железное ярмо, и магнитное поле усиливается благодаря полюсному наконечнику, расположенному прямо под камерой. Магнит поглощает 3 *Мвт* мощности и имеет вес 137 *т*. Одним из главных преимуществ камер с горизонтальным стеклом и горизонтальным расположением обмоток магнита является то, что в этом случае допустим пучок частиц любого направления, который может быть направлен или прямо в камеру или на мишень, расположенную от нее в непосредственной близости. Недостатком же ее является осаждение на растре грязи, попадающей в камеру (например, из регенератора линии расширения), которая в конце концов затрудняет фотографирование.

Камера установлена в специально построенном для нее здании длиной 30,5 м и шириной 12,2 м, с краном на 40 *т*, имеющим ход в 8,5 м. Вся проводка сделана по возможности под землей; в верхней части стен здания расположены легко выбиваемые при взрыве окна. Пучок подводится к камере с помощью отклоняющих магнитов. Стоимость камеры, оборудования для анализа фотоснимков, магнита и генераторов к нему равна 1 800 тыс. долларов; обслуживающий персонал состоит почти из шестидесяти инженеров, техников и рабочих.

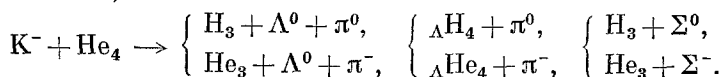
3.3. Д е й т е р и й

Дейтерий является легчайшим элементом, содержащим нейтроны, и поэтому интересен для проведения ряда экспериментов, таких как взаимодействия с π^- - и K^- -мезонами. Теория работы пузырьковых камер предсказывает, что рабочая точка дейтерия должна быть примерно на 6° выше, чем водорода. Это было проверено экспериментально в пробном запуске 10-сантиметровой камеры в Беркли, когда при 33° К были получены удовлетворительные треки; давление после расширения при этом

было около 4,3 ат *). Для охлаждения камеры использовался жидкий водород. Загрязнение дейтерия тритием не превышало 10^{-12} , что было достигнуто просто тщательным отбором подвергаемой электролизу тяжелой воды.

3.4. Гелий

Гелий интересен потому, что он является легчайшим атомом, имеющим нулевой изотопический спин. Реакции частиц с гелием имеют поэтому только один канал по изотопическому спину, тогда как в случае водорода (изотопический спин которого $1/2$) открыты два канала; например, Ли указал ²⁷ в предположении зарядовой независимости, что в случае написанных ниже реакций вероятность их осуществления для каждой пары равна 1 : 2,



Две первые пары реакций дали бы интересную информацию относительно четности K -мезонов, а также об энергии связи легких гиперфрагментов.

Большое удобство при конструировании гелиевых камер состоит в том, что гелий имеет критическое давление около двух атмосфер. Большинство жидкостей, используемых в пузырьковых камерах, имеют рабочую точку при давлении, равном приблизительно половине критического, и жидкий гелий, тоже следуя этому правилу, становится чувствительным к излучению при давлении в одну атмосферу или менее. Группа Дьюкского университета, сконструировавшая две гелиевые камеры, нашла, что они успешно функционируют в области давлений от давления, большего одной атмосферы, до 150 мм ртутного столба. Такой широкий интервал рабочих давлений приводит практически к любой нужной плотности пузырьков; обычно рабочая точка лежит при давлении 300 мм ртутного столба. Все загрязнения при температурах жидкого гелия становятся твердыми и поэтому могут быть отделены. Огромным преимуществом гелия перед водородом является и то, что пары гелия не взрывоопасны. Блок и др. ²⁸ сообщили о запуске двух гелиевых пузырьковых камер, которые расширяются свободно подогнанными поршнями. Относительная величина расширения гелия, необходимая для возникновения чувствительности к излучению, очень мала, примерно от $1/3$ до 1%. Освещение обеих камер производится по методу «темного поля». Большая из них имеет размеры $20 \times 10 \times 12,5$ см³ и помещена в поле 14 килогаусс. Охлаждающий резервуар имеет емкость 3 л, и статический расход гелия в нем составляют 0,1 л/час; динамический расход равен 0,5 л/час при частоте в одно расширение за шесть секунд.

Специфичность жидкого гелия в том, что ниже λ -точки треки не наблюдаются, а камера вскипает вся сразу даже при малой степени расширения. До настоящего времени объяснение этому явлению не найдено.

3.5. С м е с и газ — ж и д к о с т ь и ж и д к о с т ь — ж и д к о с т ь

Возможность использования перенасыщенного раствора газа в жидкости как детектора ионизирующих частиц была впервые продемонстрирована Арганом и Гильи ³⁰ и независимо от них Ганом ³¹. В своих первых экспериментах они использовали двуокись азота, растворенную в угле-

*) В СССР аналогичные опыты были проведены А. В. Лебедевым, С. Я. Никитиным, В. Т. Смолянкиным, А. П. Соколовым, ПТЭ, № 4, 30 (1958). (Прим. ред.)

водородах, а к настоящему времени опубликованы результаты исследований нескольких других смесей газ — жидкость и жидкость — жидкость.

Преимуществом газированных пузырьковых камер является то, что они могут работать при меньших температурах, чем соответствующие пузырьковые камеры с чистыми жидкостями, и при подходящем подборе концентрации газа в его растворе в жидкости или отношения жидкостей в их смеси они во многих случаях смогут работать при комнатных температурах. Например, область чувствительности пропана, насыщенного метаном, при различных давлениях была определена Баллоком и др.³²; его результаты приведены на рис. 17. Другим преимуществом является то, что пузырьки растут сравнительно медленнее, чем в чистых жидкостях: пузырьки состоят в основном из более летучих компонент, и их рост управляется диффузией этих компонент, а не теплопроводностью, как в случае чистых жидкостей. Но поджатие пузырьков в конце цикла происходит длиннее, и это, как показано Баггом³³, является основным недостатком таких систем. Если не применять действительно очень больших давлений поджатия, заметна значительная турбулентность, так как более летучие компоненты диффундируют из пузырьков, стремясь сосредоточиться в верхней части камеры.

Баллок и др. указали, что рабочие давления систем жидкость — газ выше, чем в случае чистых жидкостей, что, в общем, является серьезным недостатком. Применения газированных камер представляется важным в том случае, когда при температуре рабочей точки чистая жидкость становится нестабильной, но ее можно использовать в смеси с газом при более низкой температуре. Подобным примером может служить метилиодид, который разлагается при температуре 150° С, но может быть использован в смеси с пропаном; применение его в качестве «тяжелой» жидкости рассматривается в следующем разделе.

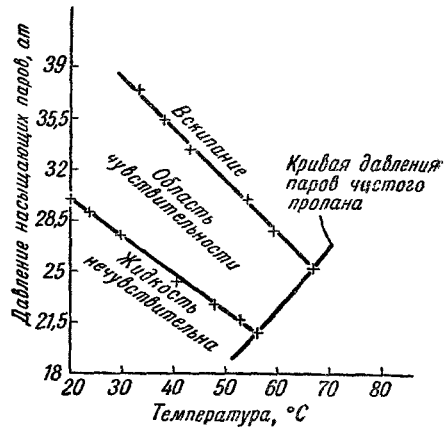


Рис. 17. Область чувствительности смеси пропана с метаном как функция давления (Баллок и др.³²).

3.6. Тяжелые жидкости

Вероятность превращения γ -квантов в электронно-позитронные пары грубо пропорциональна среднему квадрату атомных номеров Z атомов материала, через который проходят γ -лучи. Доля γ -квантов, конвертировавшихся в камере на пути длиной l , равна $\{1 - \exp(-\frac{l}{L})\}$, где L — средний свободный пробег γ -квантов в жидкости

$$L = f(Z_i, E) x_0,$$

x_0 — радиационная длина (см. табл. V) и $f(Z_i, E)$ — функция энергии γ -лучей и атомных номеров атомов жидкостей. Зависимость $f(Z_i, E)$ от Z_i слаба; для большинства случаев L может быть взят при данной энергии пропорциональным x_0 . В водороде и пропане средний свободный пробег L

очень велик, и, следовательно, пузырьковые камеры, описанные до сих пор, непригодны для экспериментов, в которых нужно детектировать γ -кванты, например для экспериментов по рождению π^0 - и Σ^0 -частиц. Одним из решений проблемы, испробованным в Беркли, явилось помещение в водородную пузырьковую камеру свинцовых блоков, но в этом случае первичные электронно-позитронные пары остаются невидимыми. Глейзер предложил использовать в пузырьковых камерах для подобного рода экспериментов в качестве «тяжелой» жидкости жидкий ксенон, так как ксенон имеет и высокий атомный номер, и высокую плотность. Его группа в Мичигане завершила создание камеры диаметром 30 см и глубиной 25 см, в которой вероятность конвертирования γ -квантов больше 90%. Камера

Таблица V

Рабочие характеристики и радиационные длины жидкостей, используемых в пузырьковых камерах (X_0 —радиационная длина по России⁴⁰)

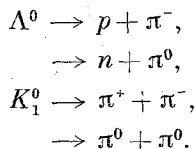
Жидкость	Рабочая температура (Т °С)	Давление насыщающих паров (ат)	Плотность (г/см ³)	X_0 (см)	Средний пробег γ -квантов с энергией 100 Мэв (см)
Водород	-246	5	0,06	1145	2470
Пропан	60	22	0,425	108	220
Ксенон	-19	27,1	2,3	3,5	6,4
Шестифтористый вольфрам	149	30	2,4	3,8	7,0
Смесь 50% метилиодида в пропане	120	25	1,4	7,6	13,1
Смесь 30% метилиодида в пропане	85	23,6	1,0	12,2	21,2
CF ₃ Br	30	18,8	1,50	11,0	19,8
CF ₂ Br ₂	148	20,4	1,6	8,5	15,1

работает при температуре — 19° С и поэтому охлаждается циркулирующим воздухом, охлажденным сухим льдом. К жидкому ксенону добавлено 2% этилена, потому что, как указывалось ранее, ксенон является эффективным сцинтиллятором. Так как жидкий ксенон дорог, должны тщательно соблюдаться все меры предосторожности, чтобы избежать его потерь из камеры.

Алиэ и др.³⁴ предложили использовать вместо ксенона шестифтористый вольфрам, поскольку он значительно дешевле. Его рабочая точка лежит при 150° С и 31 ат. Однако WF₆ неудобен ввиду крайней опасности работы с ним; необходимо тщательное просушивание шестифтористого вольфрама, так как вода разлагает его, согласно реакции $WF_6 + H_2O \rightarrow WOF_4 + 2HF$, и HF вступает в реакцию со стеклом камеры: $4HF + SiO_2 \rightarrow SiF_4 + 2H_2O$. Так как это снова приводит к появлению воды, происходит цепная реакция, в результате которой шестифтористый вольфрам медленно растворяет стеклянное окно камеры при наличии в нем ничтожно малых количеств воды. К счастью, он может быть просушен очень хорошо, так что подобного рода «коррозия» будет происходить очень медленно, и Алиэ и др. сообщили об успешном запуске камеры диаметром 5 см и глубиной 2,5 см, в которой WF₆ используется в качестве рабочей жидкости. Затем они приступили к конструированию 30-сантиметровой камеры. Шестифтористый вольфрам, испаряясь в воздух, образует HF, который очень ядовит.

Ни ксенон, ни шестифтористый вольфрам не содержат водорода, что является их недостатком, если нужно изучать образование мезонов или

гиперонов. Интересно, например, исследовать такой вопрос, как поляризация Λ^0 -гиперонов, родившихся в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$. Как Λ^0 , так и K^0 иногда распадаются только на нейтральные частицы (Эйслер и др.³⁵), которые могут быть эффективно зарегистрированы лишь в тяжелых жидкостях:



Однако, если Λ^0 -гиперон образовался при взаимодействии внутри тяжелого ядра, очень велика вероятность его упругого или неупругого рассеяния на нуклонах этого ядра. Для изучения таких реакций нужна жидкость, содержащая в качестве мишени атомы водорода, а для детектирования γ -квантов — тяжелые атомы. Плесс предложил поэтому использовать смесь пропана с метилиодидом. Чистый метилиодид не может быть использован в камере, так как он разлагается при температурах, при которых он был бы чувствительным в большинстве «грязных» камер, в которых давление после расширения равно 10 ат. Рабочие точки различных смесей метилиодида с пропаном приведены в табл. V, вместе с рабочими точками некоторых других жидкостей. Так как метилиодид является очень коррозирующей жидкостью, корпус камеры должен изготавливаться из нержавеющей стали с тефлоновыми уплотняющими прокладками; во всех других отношениях образцом может служить камера, сконструированная Плессом (диаметром 38 см, глубиной 35,5 см). Другой трудностью является необходимость применять высокое поджимное давление, чтобы добиться быстрой рекомпрессии пузырьков и разумной частоты повторения циклов, как это указано в разделе 2.7. Метилиодид очень ядовит.

С развитием камер значительно больших размеров необходимость использования жидкостей с малой радиационной длиной стала исчезать. Багг³³ поэтому предложил использовать CF_3Br , радиационная длина которого равна 11 см. Эта жидкость бесцветна, стабильна, сравнительно дешева, к тому же она неядовитая, негорючая и некоррозирующая. Поэтому она может быть применена в некоторых камерах, сконструированных для пропана; температура ее рабочей точки около 30° С и давление 18,8 ат.

Если импульс частицы p определяется по кривизне ее трека в магнитном поле напряженностью B килогаусс, многократное рассеяние приводит к ошибке Δp в измеренном значении импульса, даваемой выражением

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{4,1}{B\beta \sin \Phi \sqrt{X_0 l}}, \quad (3,2)$$

где l — длина трека в пространстве, β — отношение скорости частицы к скорости света, Φ — угол между направлением магнитного поля и импульсом частицы.

Таким образом, чтобы достигнуть 10% точности при измерении импульса релятивистской частицы на 10 см ее трека, X_0 должна быть не менее 20 см, если приложенное поле равно 15 килогаусс. Поэтому для камер с тяжелыми жидкостями, имеющими малую радиационную длину, магнитное поле обычно не используется.

Вместо этого $p\beta$ может быть определено по многократному рассеянию, подобно тому, как это делается в эмульсиях. Обычно для этого определяется отклонение трека от прямой линии на интервалах одинаковой

длины. Средняя вторая разность $|\bar{D}|$ этих отклонений дается формулой

$$|\bar{D}| = \left(\frac{l^3}{X_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{12,4}{p\beta}. \quad (3,3)$$

Точное измерение $|\bar{D}|$ в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями по крайней мере на порядок хуже, чем в фотоэмульсиях, и измерения импульсов соответственно менее точны. Преимущество же пузырьковых камер состоит в том, что полученные на них фотоснимки легко просматриваемы ввиду большого поля зрения и глубины фокуса, и распады нейтральных частиц могут поэтому легко быть связаны с актами их рождения, что редко удается в фотоэмульсиях. Если мы предположим, что максимальная точность измерений в пузырьковой камере равна 25 мк, оптимальная длина ячейки в ксеноновой камере для частиц с $p\beta$, равным 100 Мэв/с, окажется равной 1 мм; ячейка такой длины в среднем содержит только три или четыре пузырька.

Несмотря на эффективность детектирования γ -квантов в тяжелых жидкостях, определение их энергии крайне затруднительно, так как радиационные потери электронов одновременно велики и неопределенны. В ксеноне, например, средние радиационные потери равны 30% на сантиметр. В этом случае, следовательно, измерение $\frac{dE}{dx}$ вдоль следа невозможно, но приближенно энергию γ -квантов можно оценить из плотности всех образованных ими ливней. Таким образом, для нахождения энергии γ -лучей с помощью измерений импульсов желателен большая радиационная длина, в противовес требованию малой радиационной длины, необходимой для эффективной конверсии γ -квантов. Это противоречие может быть разрешено с помощью создания еще больших и лучших камер, использующих жидкости с промежуточным значением радиационной длины, подобные пропану.

Так как оценки величин импульсов, полученных из кривизн в магнитном поле и из многократного рассеяния, независимы, возможно было бы объединить оба эти метода измерений, как это было указано Кимом²⁹.

4. ОСВЕЩЕНИЕ И ФОТОГРАФИРОВАНИЕ

Для последующего пространственного восстановления события, происшедшего в камере, необходимо стереоскопическое фотографирование с двух точек зрения, предпочтительно в направлениях под прямым углом, т. е. в плане и в профиль. Однако в силу технических трудностей стереокамеры с объективами под прямым углом применяются редко. Вместо этого большинство пузырьковых камер фотографируется через одно стекло с помощью нескольких объективов, причем стереоскопический угол составляет только несколько градусов. Обычно используются три объектива, так что, если трек параллелен оси одного объектива, он может быть измерен по снимкам, сделанным двумя другими объективами. В случае больших камер применяются даже четыре объектива.

Предпочтительно такое освещение камеры, чтобы пузырьки оказывались видны как белые точки на черном фоне; подобный метод освещения известен как метод «темного поля». В пропановой камере Ливерпульской группы с размерами $15 \times 7,5 \times 5$ см³ (Олстон и др.²⁴) освещение производилось под прямым углом к осям объективов*). Однако в жидководородных

*) Ван Ган-чан, М. И. Соловьев, Ю. Н. Шкобин описали большую (~ 20-метровую) пропановую камеру с освещением, нормальным к осям объективов, ПТЭ, № 1, 41 (1959). (Прим. ред.)

камерах боковое освещение невозможно, так как интенсивность света, рассеянного водородным пузырьком, имеет резкую направленность вперед; полуширина конуса рассеянного света равна только 6° , и, как показывают оценки, под углом 90° интенсивность рассеянного света равна только трем тысячным от интенсивности света, рассеянного вперед. Поэтому метод «темного поля» обычно осуществляется с помощью системы, подобной показанной на рис. 18. Собираательная линза фокусирует изображение точечного источника между двумя объективами, в которые, таким образом, попадает только свет, рассеянный от пузырьков и от повреждений на поверхности линзы и стекол. Многократное отражение в линзах может привести к появлению яркого блика, но его интенсивность сильно снижается просветлением линз. Стенки корпуса камеры часто матируются, чтобы избежать отражения света от них.

Метод освещения, альтернативный методу «темного поля», можно осуществить, помещая несколько длинных импульсных ламп за матовой пластинкой, которая рассеивает свет равномерно во все части камеры. Этот

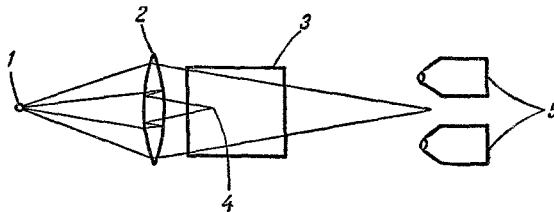


Рис. 18. Освещение пузырьковой камеры по методу «темного поля».

1 — источник света; 2 — конденсорная линза, 3 — пузырьковая камера; 4 — вторичное изображение источника; 5 — блоки стереофотокамеры.

метод известен как метод «светлого поля», так как пузырьки в этом случае видны как темные точки на светлом фоне. Такая схема освещения компактнее, чем в случае метода «темного поля», что позволяет помещать полюсный наконечник магнита непосредственно под камерой, но снимки при этом получаются гораздо менее контрастные, и поэтому метод «светлого поля» используется не очень часто. В больших камерах простая система, обеспечивающая фотографирование по методу «темного поля», подобная изображенной на рис. 18, становится практически трудно осуществимой, ввиду высокой стоимости больших собирающих линз и желательности помещения большого полюсного наконечника непосредственно под камерой. Потому для освещения 76-сантиметровой пропановой камеры в Беркли была использована жалюзная система. Ряд плексигласовых пластинок был собран таким образом, что их плоскости составляли с плоскостью оптических осей объективов угол 20° , боковые грани пластинок для устранения отражений были выкрашены в черный цвет, и отношение их ширины w к высоте D было выбрано таким образом, что свет не мог попасть в объективы непосредственно, а только рассеявшись на пузырьках камеры. Эта жалюзная система (рис. 19) освещалась несколькими длинными лампами, помещенными под ней в кожухе высокого давления за матовой пластинкой (см. рис. 10). Чтобы осветить оба конца камеры, наклон наборов пластинок попеременно чередовался. Для равномерности освещения объема камеры интенсивность вспышек крайних ламп была увеличена по сравнению со средними. Единственным неудобством такой системы явилось свечение краев плексигласовых пластинок, создающее раздражающий фон на фотографиях следов частиц.

Освещение 183-сантиметровой водородной камеры является на ступень более трудной задачей, так как импульсные лампы неудобно помещать в вакуумный кожух из-за необходимости их смены во время работы камеры; источник света должен находиться поэтому в верхней части вакуумного кожуха. На дно камеры в этом случае должно быть помещено какое-то зеркало, но если при этом будет использовано обычное зеркало, в объективы будут попадать и действительные, и мнимые изображения пузырьков, что крайне неудобно. Для освещения водородной пузырьковой камеры нужно использовать такое зеркало, чтобы мнимые изображения пузырьков, даваемые им, были ослаблены по интенсивности до такой степени,

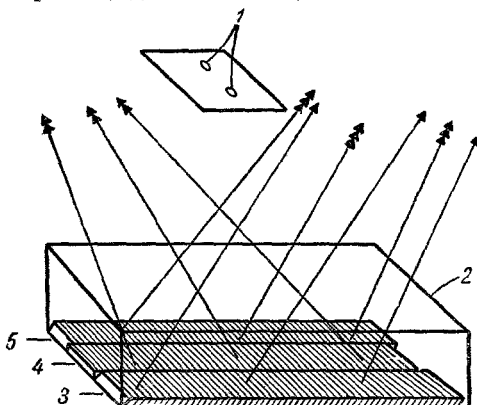


Рис. 19. Жалюзная система, используемая для освещения больших пузырьковых камер.

Показаны только три ряда пластинок, на самом деле их всегда больше. Свет коллимируется под углом 20° к оптическим осям объективов. Переменный наклон рядов пластинок сделан для равномерности освещения обоих концов камеры. 1 — объективы, 2 — пузырьковая камера, 3 — ряд 1; 4 — ряд 2, 5 — ряд 3

чтобы они становились невидимыми на фотографиях.

Приняв во внимание, что в жидководородной камере распределение интенсивности света, рассеянного от пузырька, имеет резкую направленность вперед, можно сразу прийти к выводу, что этого можно достигнуть, соединив принцип работы жалюзной системы с методом зеркального отражения, результатом чего и является растровая система, изображенная на рис. 20. Плексигласовые элементы растра обработаны таким образом, что в совокупности образуют часть сферической поверхности, в центр которой помещается источник света; центральная полоска вдоль дна каждого элемента растра алюминирована и действует как отражающая поверхность. Верхняя поверхность каждого элемента вы-

пукла так, чтобы фокусировать свет, приходящий прямо из источника на алюминированную полоску. Как показано на рис. 20, б, свет, который на пути от источника претерпел рассеяние на пузырьке, всегда будет поглощен растром, если боковые грани и дно его элементов будут покрыты поглощающей свет краской и будет соблюдено достаточно большое отношение глубины D к ширине w . Другими словами, поглядев на один из таких элементов растра, мы не увидим изображения нигде, кроме как в узкой полоске под малым углом зрения. Такое устройство позволяет равномерно осветить камеру, фокусируя свет в точку между объективами и исключая мнимые изображения треков. Однако и оно не лишено недостатков. Во-первых, от верхних поверхностей плексигласовых элементов растра, которые имеют коэффициент преломления 1,5, в то время как жидкий водород: 1,11, имеет место некоторое отражение света, так что фон, на котором видны треки, не черный, а скорее серый. Кроме того, края элементов растра из-за отражения на них дают неприятные светлые полосы, подобно тому, как это было на краях элементов жалюзной системы, использованной в 76-сантиметровой пропановой камере, а любые пылинки, попавшие в камеру (например, из линии распыления), осаждаются на растре и дают на снимках светящиеся точки.

Необходимо очень яркое освещение пузырьковой камеры, так как объективы должны обязательно иметь малую апертуру, чтобы обеспечить необходимую глубину фокуса. Вопрос освещенности был подробно разо-

бран Вильсоном³⁶ применительно к камерам Вильсона. Он указал, что, поскольку капельки настолько малы, их можно с достаточной точностью рассматривать как точечные источники и для определения глубины фокуса использовать физическую оптику. Правило Рэля несколько произвольно утверждает, что изображение будет видимым в фокусе, пока разница фаз лучей от наблюдаемого объекта, проходящих через край и через центр линзы, меньше или равна $\pi/2$. Глубина фокуса в этом случае дается выражением

$$\delta = \frac{4\lambda v^2}{a^2},$$

где λ — длина волны света, v — расстояние от сфокусированного изображения до линзы, а a — апертура линзы. Если обозначить через m уменьшение (т. е. отношение размеров объекта к размерам изображения), глубина изображения D выразится следующим соотношением:

$$D = \frac{4\lambda m^2 v^2}{a^2} = 4\lambda f^2 (m + 1)^2,$$

где f — числа шкалы диафрагмы. Тогда нужная величина диафрагмирования будет

$$f = \frac{1}{2(m+1)} \sqrt{\frac{D}{\lambda}}. \quad (4,1)$$

Диаметр d изображения, обусловленный дифракцией, приблизительно равен

$$d = 1,22 \frac{2\lambda v}{a} = \frac{1,22}{m} \sqrt{D\lambda}. \quad (4,2)$$

Для предметов, находящихся за пределами глубины резкости, вычисленной по правилу Рэля, интенсивность изображения быстро падает, и то обстоятельство, что это изображение не в фокусе, становится важным. Диаметр размытия изображения определяется тогда геометрической оптикой и дается приблизительно формулой

$$\frac{D}{2m(m+1)f}. \quad (4,3)$$

При приближении к рэлеевскому пределу он становится равным $\frac{1}{m} \sqrt{D\lambda}$, что, как и следовало ожидать, близко к размерам изображения, обусловленного дифракцией. Выражения для величины размытия, определенные этими двумя способами, не аддитивны, а являются альтернативными формулами, которые применимы по разные стороны предела Рэля и дают в этом пределе приблизительно одинаковые значения.

Диаметр кружка размытия в пространстве изображения в рэлеевском пределе будет, согласно (4,2), равным

$$1,22 \sqrt{D\lambda}.$$

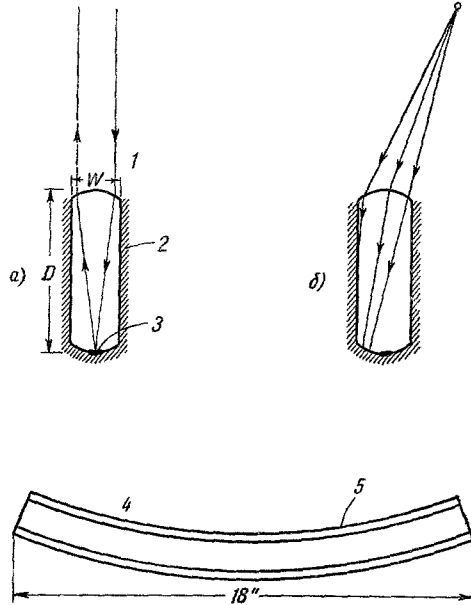


Рис. 20. Элементы раstra, используемого в системе освещения больших водородных камер в Беркли.

а) Отражение света, приходящего прямо от источника; б) поглощение в элементе раstra света, рассеянного на пузырьке; в) вид элемента раstra сбоку. 1 — граница поля зрения; 2 — черная поглощающая краска; 3 — алюминиевый рефлектор; 4 — пузырек; 5 — радиус кривизны 125 см.

Это соотношение не зависит от m , которое для уменьшения количества пленки могло бы поэтому быть выбрано в соответствии с конечным разрешением пленки и объективов. Чтобы определить m , положим d равным минимальному интервалу, который могут разрешить пленка и объективы; тогда

$$m = \frac{1,22 \sqrt{D\lambda}}{d}.$$

Хорошая контрастная пленка имеет разрешение около 1000 *линий/см.* Это разрешение пленки и объектива дано без учета aberrаций последнего, т. е. в плоскости наилучшей фокусировки. Чтобы найти практическую величину m , примем разрешение равным 300 *линий/см.*, учтя некоторые aberrации объективов. Тогда

$$m \simeq 300 \cdot 1,22 \sqrt{D\lambda},$$

где D и λ даны в *см.*, так что, взяв $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ *см.*, получим

$$m \simeq 2,5 \sqrt{D}.$$

Из уравнения (4,3)

$$f = \frac{1}{2(m+1)} \sqrt{\frac{D}{\lambda}} = \frac{d}{1,22 \cdot 2\lambda} \simeq 30.$$

В больших камерах серьезную трудность представляет требование большого апертурного угла объективов, и в будущем, вероятно, конструкцию больших пузырьковых камер будет определять в основном характер оптической системы. В принципе, всегда возможно использовать системы стереофотокамер с большим количеством объективов, но тогда значительно усложнится аппаратура для анализа фотоснимков. В 183-сантиметровой камере будет использовано четыре объектива с апертурой $f/44$, помещенных на расстоянии 180 *см.* от стекла камеры и в 50 *см.* друг от друга, с уменьшением, равным семи; изображение камеры на фотопленке будет иметь поэтому размеры $5 \times 17,5$ *см*², и для фотографирования необходима специальная фотопленка.

5. МАГНИТЫ ДЛЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР

В пузырьковых камерах, наполненных «легкими» жидкостями, такими, как водород и пропан, импульс частицы p обычно определяется из радиуса кривизны q в магнитном поле B согласно уравнению

$$Bq = 3,35 \cdot 10^3 p \sin \Phi \text{ (гаусс} \cdot \text{см)}, \quad (5,1)$$

где Φ — угол между магнитным полем и импульсом частицы, p — импульс, измеренный в *Мэв/с.* Точность измерений, очевидно, зависит от напряженности магнитного поля и длины следа x . Практически наиболее существенной величиной является стрела прогиба трека δ , равная (рис. 24)

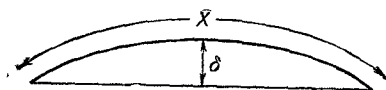


Рис. 24. Стрела прогиба искривленного трека.

$$\delta \simeq \frac{x^2}{8q} = \frac{x^2 B}{26,8 \cdot 10^3 p \sin \Phi}.$$

Если ε является наименьшим значением стрелы прогиба, поддающимся измерению, ошибка в измерении импульса, обусловленная неточностью

отсчета, равна

$$\left| \frac{\Delta p}{p} \right| = \left| \frac{\Delta q}{q} \right| = \frac{26 \cdot 8 \cdot 10^3 p \varepsilon \sin \Phi}{x^2 B}. \quad (5,2)$$

Например, чтобы обеспечить точность в 1% при измерениях импульса 1 *Бэв/с*, трек должен иметь длину не менее 20 см при напряженности магнитного поля в 10 килогаусс и $\varepsilon=20$ мк. Эта формула точна лишь в случае отсутствия потерь энергии вдоль следа и параллельности оптических осей объективов магнитному полю камеры. Практически эти условия никогда не выполняются, и изображение трека на фотографии не является больше дугой окружности, но его пространственную конфигурацию, близкую к свертывающейся спирали, можно восстановить по двум стереоснимкам, и из нее после соответствующего введения поправок на потери энергии может быть определена кривизна следа.

Точность измерения импульса подобным образом ограничивается в основном кулоновским рассеянием. Ошибка, вносимая за счет многократного рассеяния, равна

$$\left| \frac{\Delta p}{p} \right| = \frac{4,1 \cdot 10^4}{\beta B \sqrt{x X_0 \sin^3 \Phi}}, \quad (5,3)$$

где B измерено в гауссах, а x и X_0 — в сантиметрах. В водороде многократное рассеяние дает ошибку того же порядка, что и измерительная ошибка, но в пропане для подавляющего большинства треков многократное рассеяние вносит основную ошибку.

С финансовой точки зрения магнит является частью пузырьковой камеры, заслуживающей наибольшего внимания, так как он обычно стоит дороже всего. Например, магнит 76-сантиметровой камеры Пауэлла стоит 100 тыс. долларов при общей стоимости установки в 160 тыс. долларов, а магнит 183-сантиметровой водородной камеры стоит не менее 300 тыс. долларов. Большая часть из этих средств затрачивается на медные обмотки и железное ярмо.

Конструкция магнитов для пузырьковых камер усложняется необходимостью иметь отверстия для освещения, фотографирования, механизма расширения, входа и выхода пучка. Многие из них конструируются поэтому без полюсных наконечников, подобно магниту, показанному на рис. 12, в который помещена 50,8-сантиметровая камера Шата. Все расчеты магнитов основаны на хорошо известном соотношении

$$\oint \mathbf{H} \, dl = 4\pi IN,$$

где N — число витков возбуждающей обмотки и I — возбуждающий ток. Эффективность E магнита определяется как

$$E = \int_0^{L_g} \frac{H_g \, dl_g}{\oint \mathbf{H} \, dl},$$

где H_g — напряженность магнитного поля в межполюсном зазоре, в котором помещается камера, dl_g — элемент высоты зазора, L_g — высота зазора. Если мы предположим для простоты, что H_g во всем зазоре постоянно, то

$$N = \frac{H_g L_g}{4\pi I E}.$$

Теперь сопротивление R каждого витка обмотки равно V/NI , где V — выходное напряжение генератора питания. Следовательно, площадь по-

перечного сечения a каждого медного витка равна

$$a = \frac{r l I N}{V},$$

где l — длина каждого витка и r — удельное сопротивление меди. Отсюда полный вес медных обмоток равен

$$\frac{r l^2 H_g^2 L_g^2}{(4\pi E)^2 W},$$

где W — мощность генератора.

Величина H_g зависит от E и является, таким образом, функцией количества железа в ярме; ее оценка производится с помощью детальных

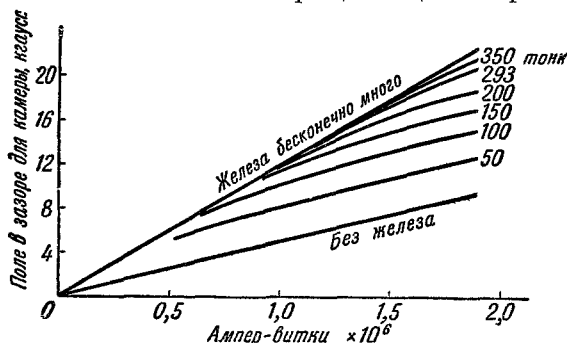


Рис. 22. Магнитное поле в объеме 183-сантиметровой водородной пузырьковой камеры как функция числа ампер-витков для различных количеств железа в ярме.

численных расчетов для каждой формы и размеров ярма. Всегда приходится искать компромиссное решение между интенсивностью магнитного поля в объеме камеры, его однородностью и стоимостью обмоток, ярма и генератора. На рис. 22 изображена для примера зависимость напряженности магнитного поля в рабочем объеме 183-сантиметровой водородной пузырьковой камеры от I и количества железа в ярме магнита;

форма ярма показана на рис. 16, б. Как этот магнит, так и магнит 76-сантиметровой пропановой камеры сконструированы с одним полюсным наконечником под камерой, так как это значительно уменьшает величину промежутка L_g , а следовательно, уменьшает и вес меди, необходимой для создания магнитного поля заданной величины. Это вызывает добавочные проблемы при создании оптической системы, но, по оценкам, позволило сэкономить в случае 183-сантиметровой камеры около 100 тыс. долларов.

В общем оказывается, что если L — линейный размер пузырьковой камеры, M — масса магнита, H_g — поле в камере и W — мощность, подводимая от генератора, то они приблизительно связаны следующим образом:

$$\begin{aligned} M &\propto L^2 & (H_g - \text{константа}), \\ W &\propto L & (H_g - \text{константа}), \\ H_g &\propto W & (M - \text{константа}). \end{aligned}$$

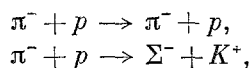
Конечно, при этом необходимо водяное охлаждение медных обмоток, которое осуществляется с помощью использования в обмотках полых проводников. В Беркли была рассмотрена возможность охлаждения обмоток с помощью жидкого водорода, так как это сильно понизило бы сопротивление меди и, следовательно, необходимую мощность; однако оказалось, что в случае 183-сантиметровой камеры это значительно удорожило бы эксплуатацию по сравнению с водяным охлаждением и сделало бы ее гораздо более опасной. Обмотки обычно одеты одним из сортов пластического изолятора, такого, как полиэфир или эпоксидная смола.

Использование постоянного магнитного поля, очевидно, несколько расточительно, так как поле практически требуется только в течение нескольких миллисекунд, пока камера находится в состоянии чувствительности. Использование импульсного магнитного поля гораздо большей напряженности потребовало бы меньшей мощности, чем в случае стандартного постоянного магнита. Однако решающим возражением против использования импульсных магнитов является индуцирование в стенках корпуса камеры больших токов Фуко, нарушающих однородность поля и вызывающих значительное нагревание. Это нагревание недопустимо велико в случае водородных камер, но может быть терпимым в пропановых камерах. Исключительные трудности возникают также при создании систем питания импульсных магнитов с такими огромными токами.

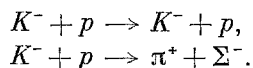
6. АНАЛИЗ ФОТОСНИМКОВ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР

6.1. Сущность проблемы

Первичными данными, получаемыми после каждого расширения пузырьковой камеры, являются два или более стереофотоснимка, на которых производятся поиски интересных взаимодействий. Метод поисков зависит от типа взаимодействий, для исследования которых был поставлен эксперимент. Например, мы можем рассматривать взаимодействия при прохождении через камеру пучка π^- -мезонов: интересными событиями будут в этом случае звезды или внезапно оканчивающиеся треки, которые могут быть связаны с V -случаями в других областях камеры. Если интенсивность пучка низка, эти события могут быть легко обнаружены путем просмотра всей площади фотоснимка; в случае более высокой интенсивности необходим тщательный просмотр вдоль треков пучковых частиц. Типичная звезда показана на рис. 23, на котором мы видим взаимодействие, которое может быть



и если пучок загрязнен K^- -мезонами, возможно также, что это результат одной из реакций



Подобного рода взаимодействие является одним из простейших видов взаимодействий, наблюдаемых в пузырьковой камере. Если оно произошло в пропановой камере, существует неопределенность, имело ли это взаимодействие место на свободном протоне или в ядре углерода. Событие может быть тогда идентифицировано полностью и однозначно только при измерении энергий обеих частиц, образованных в звезде, импульсов всех трех частиц и углов θ и Φ . Если же такое событие произошло в водородной пузырьковой камере, достаточно знать импульс одной частицы и оба угла θ и Φ .

Обычно на практике в поисках интересных событий фотоснимки рассматриваются с помощью простых проекторов, и затем треки найденных событий измеряются на одном из полуавтоматических приборов для измерения координат, описанных в следующих разделах. Чтобы восстановить действительную пространственную картину происшедшего события, необ-

ходимы измерения координат x и y треков на обоих стереофотоснимках. Последующий расчет координат x , y и z в пространстве камеры является делом прямых, но утомительных геометрических преобразований, подробно описанных Басси и др.³⁷. В общем случае в оптическую систему должны быть введены сложные коррекции, и их лучше предоставить

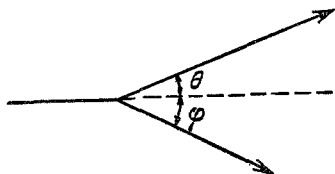


Рис. 23. Звезда с двумя лучами, которая может быть результатом одного из четырех видов взаимодействий, описанных в тексте.

цифровым вычислительным машинам. Эти коррекции различны в случае каждой конкретной пузырьковой камеры.

Возможен второй метод анализа, при котором стереоизображения репроектируются через оптическую систему, идентичную той, через которую они были сфотографированы, и координаты x , y и z находятся при установке подвижного экрана в таком положении, когда на нем будут сфокусированы оба изображения. Этот метод обычно применялся при измерениях на фотоснимках с камер Вильсона, но в последнее время уступил место пер-

вому методу, ввиду его большей скорости и точности, а также из-за развития машинной вычислительной техники.

Импульсы обычно определяются по кривизнам треков в магнитном поле, а энергии иногда могут быть найдены по измерениям пробегов. Скорости частиц в принципе можно определить по плотности пузырьков вдоль следа, но, так как измерения плотности утомительны и не слишком точны, этот метод не нашел еще широкого применения. В тяжелых жидкостях $p\beta$ можно, вероятно, определять по измерениям многократного рассеяния, как это было уже описано ранее. Измерение энергий и начальных направлений δ -электронов, возможно, окажется методом, позволяющим определять с достаточной точностью энергии частиц до 20 *Бэв* или даже более.

6.2. Полуавтоматические измерительные устройства

На стеклах пузырьковой камеры обычно наносятся реперные метки, и при измерениях координат неизбежно приходится производить отсчет относительно этих меток по двум взаимно перпендикулярным шкалам. Механические проекторы, сконструированные для этой цели, описаны Фон-Дарделом и др.^{25,38}. Эти устройства бывают двух типов. Пленка закрепляется на предметном столике, который в первом типе проектора перемещается двумя винтами в направлениях x и y . Увеличенное изображение фотопленки движется по экрану, и координаты любой точки могут быть определены, если установить эту точку на центр перекрестия в середине экрана. Ведущие винты соединяются с числовыми преобразователями, производящими отсчет числа их поворотов (и долей поворота), по команде записывающими каким-либо образом значения координат, обычно выбивая их закодированными определенным образом на перфокартах или перфолентах для подачи в счетную машину. В принципе можно было бы перемещать всю оптическую систему, оставляя пленку неподвижной, но в этом случае из-за использования переменного оптического пути, зависящего от положения оптической системы, возникают дисторсии.

Другое решение проблемы измерения перемещения пленки использовано в приборе, описанном Плессом и использующем магнитно-стрикционные свойства никелевой проволоки. Одна такая проволока распола-

гается параллельно оси x на месте винта, а другая параллельно оси y ; вдоль проволоки передвигаются приемники, положение которых определяется положением пленки. Блокинг-генератор посылает вдоль каждой из проволок импульсы, которые, достигая приемника, мгновенно вызывают следующее срабатывание генератора; определяя общее число импульсов, прошедших через каждую проволоку в определенный момент времени, можно точно определить положение каждого приемника и, следовательно, координаты точки фотопленки, которая спроектирована на экране в центре перекрестия.

Во втором типе проектора фотопленка связана с квадратной сеткой точек, и движение пленки измеряется каким-либо образом по смещению

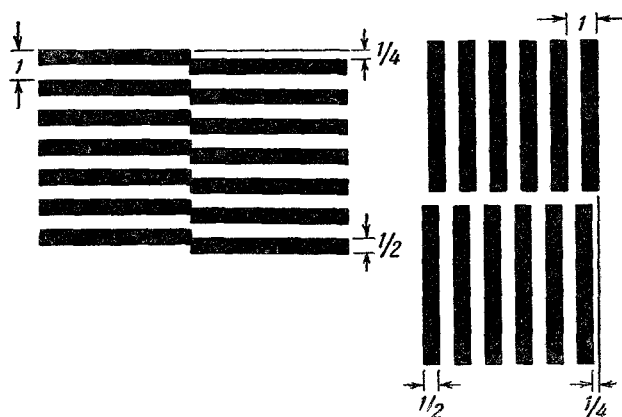


Рис. 24. Система щелей, используемая для измерения движения предметного столика с пленкой в одном из типов проекторов.

этой сетки относительно другой, неподвижной сетки. Первый образец проектора такого рода был оборудован полиграфическим растром, состоящим из сетки точно расположенных взаимно перпендикулярных линий, образованных рядами точек, идвигающимся над двумя наборами считающих щелей в направлениях x и y (рис. 24). Растр освещается сверху, и фотоумножители, распложенные под системами щелей, регистрируют каждое пересечение щелей линиями раstra. Чтобы различать положительные и отрицательные смещения вдоль обеих осей, каждый набор щелей состоит из двух частей, сдвинутых одна относительно другой на фазу 90° ; по последовательности импульсов, приходящих с двух половин каждой системы щелей, электронные схемы различают затем направление движения.

Точность измерения с помощью такого устройства ограничена качеством раstra; чтобы получить более тонкую сетку, Ферранти сконструировал систему, использующую дифракционные решетки, пересекающиеся под малым углом. Принцип действия такого устройства изображен на рис. 25. Две дифракционные решетки дают ряд широко расставленных полос Муаре, которые смещаются под прямым углом к направлению относительного движения решеток. Расстояние между этими полосами зависит от угла между решетками. Относительное перемещение решеток на величину расстояния между двумя линиями решетки вызывает пересечение поля зрения одной полосой Муаре, так что эта система действует как оптический преобразователь с большим коэффициентом увеличения. Для измерения смещения по осям x и y используются две пары решеток.

Решетки освещены сверху и просматриваются снизу парами фототранзисторов, сдвинутых относительно друг друга на фазу 90° , которые регистрируют число полос, пересекающих поле зрения, и направление их движения. Фототранзисторы просматривают не несколько линий решетки, как в системе, использующей растр, а очень большое число линий по всей решетке.

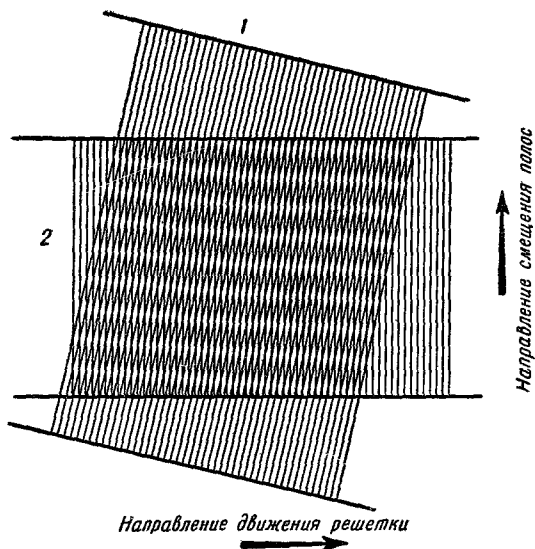


Рис. 25. Расположенные под углом дифракционные решетки и ряд полос, образуемых ими, которые используются для измерения перемещения предметного столика с пленкой в проекторе Ферранти.

Так как ширина между полосами Муаре зависит только от среднего угла наклона между линиями двух дифракционных решеток, небольшие локальные изменения этого угла, а также царапины и пыль понижают интенсивность света, но не влияют никаким другим образом на точность измерений. Затем, если это нужно, несколько решеток могут быть собраны в серии, причем линии различных дифракционных решеток могут быть выставлены точно параллельно, хотя между

отдельными решетками возможны щели. Подобная система свободна от недостатков, заложенных в устройствах с ведущими винтами, а именно износа, мертвого хода и чувствительности к нагрузке.

Предел точности измерений по фотоснимкам пузырьковой камеры налагается величиной многократного рассеяния вдоль треков частиц. Если мы рассмотрим трек в водороде длиной в десять сантиметров при напряженности магнитного поля в 15 килогаусс,

$$\left| \frac{\Delta q}{q} \right| = \frac{1}{15 \cdot 1 \cdot \sqrt{10}} \approx 2\%.$$

Для частиц с импульсом 1 Бэв/с q имеет величину порядка 240 см и стрела прогиба равна $0,05 \text{ см}$; 2% от этого числа составляют 10 мк , так что, если уменьшение равно 10, ошибка на пленке, обусловленная многократным рассеянием, не превышает одного микрона, и проектор должен обеспечивать такую же точность. Система с дифракционными решетками может быть сделана таким образом, что фототранзисторы делают два отсчета на одну полосу Муаре, поэтому для достижения такой точности нужны дифракционные решетки с 5000 линий на сантиметр.

Вторым ограничением является конечная скорость счета электронных схем. Нужно принять во внимание высокочастотные вибрации и внезапные толчки, которые ограничивают достижимую точность измерений одним микроном. Скорость, с которой пленка должна перемещаться при скорости счета 3 мкц , равна $0,3 \text{ см/сек}$; при этом будет достигаться точность в один микрон, а скорость перемещения изображения на проекторе будет 3 см/сек .

Во всех этих устройствах совершенно линейная шкала хотя и желательна, но не обязательна, так как поправки на нелинейность можно включить в программу вычислительной машины. Надежность работы

является одной из самых существенных характеристик измерительных и счетных устройств, для обеспечения чего в измерительные устройства и программу вычислительных машин должны непременно входить контрольные элементы.

6.3. «Франкенштейн»

Развитие больших водородных пузырьковых камер в Беркли происходило одновременно с развитием аппаратуры для анализа фотоснимков, использующей максимально возможную степень автоматизации. Первый аппарат для просмотра пленок, сконструированный Дж. Франком и названный шутливо «франкенштейном», использует механизм с ведущими винтами (см. предыдущий раздел), но также содержит и устройства для автоматического центрирования трека и слежения вдоль трека.

Так как требуемая точность измерений равна одному микрону, найдено желательным передвигать пленку не вручную, а более плавно с помощью электромоторов. Для поддержания требуемой точности желательно автоматическое центрирование трека на перекрестие. Устройство,

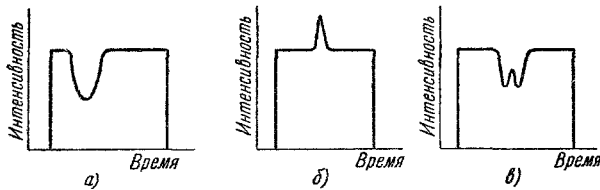


Рис. 26. Импульсы, приходящие на фоточувствительный элемент в устройстве для центрирования треков «франкенштейна»: (а) с треком в поле зрения фотоэлемента; (б) с наложенной на импульс центральной маркировочной меткой в отсутствие в поле зрения фотоэлемента трека; (в) с треком, сцентрированным над маркировочной меткой.

обеспечивающее эту операцию, состоит из диска, имеющего по периферии радиальные щели, который вращается со скоростью 3600 об/мин под изображением фотоснимка камеры на экране. Окно, расположенное под вращающимся диском, ограничивает поле зрения фоточувствительного элемента, который поэтому принимает серию световых импульсов, промодулированных треками, попадающими в поле зрения фотоэлементов. Если трек параллелен щели вращающегося диска, эти импульсы будут иметь вид, подобный изображенному на рис. 26, а. На середину этого импульса подается добавочная маркировочная метка, вид которой в отсутствие в поле зрения фотоэлемента треков показан на рис. 26, б. Пленка перемещается до тех пор, пока трек не будет сцентрирован относительно маркировочной метки, причем так, чтобы обе части получающегося раздвоенного импульса, изображенного на рис. 26, в, были бы равны. В случае ручного управления подобный импульс подается с фоточувствительного элемента на осциллограф, тогда как в режиме автоматической работы дифференциальные цепи центрируют трек автоматически. Чтобы щели вращающегося диска могли быть установлены параллельно треку при любой его ориентации, ось его вращения укреплена на краю другого диска с осью, расположенной над квадратным окном размером $9,6 \times 9,6$ мм² в экране фоточувствительного элемента (рис. 27). Перекрестие, параллельное щели первого диска при совпадении ее с центром окна, проектируется на экран и используется для установки оси вращения первого диска в пра-

вильном положении. Первоначально перекрестие устанавливается параллельно и по центру измеряемого трека, после чего один сервомотор перемещает пленку в одном направлении, а другой сервомотор, управляемый устройством центрирования следа, перемещает пленку в другом направлении настолько, чтобы трек всегда был сцентрирован на перекрестии. Скорость

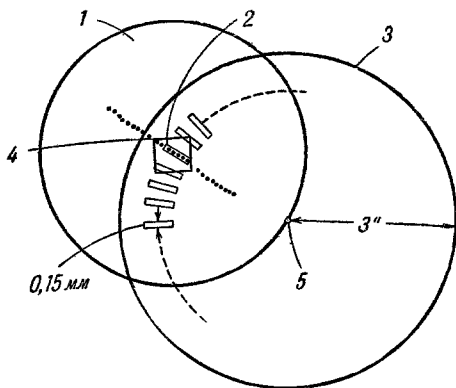


Рис. 27. Устройство для центрирования треков «франкенштейна».

1 — диск, на котором закреплена ось вращающегося диска; 2 — сцентрированный след; 3 — диск, вращающийся со скоростью 3600 об/мин; 4 — квадратное окно размером $9,6 \times 9,6$ мм²; 5 — ось вращающегося диска.

вращающегося диска выбрана такой, чтобы перекрестие никогда не сбивалось с центра трека более чем на один микрон. Координаты трека через заданные интервалы выбиваются на бумажной ленте, пока оператор не остановит машину и не направит ее на измерение другого трека. Скоро будет установлено дополнительное устройство, автоматически перемещающее ось вращения диска со щелями так, чтобы перекрестие всегда было параллельно направлению трека.

При использовании таких установок, как «франкенштейн», обязанности оператора сводятся к поискам интересных событий и наведению машины последовательно на каждый подлежащий измерению трек. Система автоматической записи

увеличивает, по-видимому, скорость измерения координат в пять раз, а устройства автоматического центрирования треков и слежения вдоль треков увеличивают скорость измерений еще в два раза. Устройство для центрирования треков работает более точно, чем не особенно искусный оператор, а автоматическая запись координат устраняет (во всяком случае теоретически) возможность внесения ошибок, от чего не гарантирован людской персонал. Несомненно, автоматизация прочно закрепилась в анализе фотоснимков пузырьковых камер.

7. УВЕЛИЧЕНИЕ ПОЛЕЗНОГО РАБОЧЕГО ВРЕМЕНИ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ

До сих пор пузырьковые камеры находили применение в основном для изучения элементарных частиц высоких энергий с использованием пучков ускорителей. Существующие протонные синхротроны дают импульсы ускоренных частиц примерно каждые пять секунд; стандартные пузырьковые камеры могут быть легко сделаны с такой же частотой следования циклов расширения. Число треков, допустимое на каждом снимке, зависит от природы изучаемых взаимодействий. Оно, например, может быть больше для π^+ -мезонного пучка, чем для π^- -мезонного, так как взаимодействия π^+ -мезонов дают звезды с двумя или большим числом лучей, тогда как в результате взаимодействий π^- -мезонов иногда могут образовываться только нейтральные частицы, так что бывает необходимо искать резко обрывающиеся треки. На каждом снимке обычно допустимо около десятка треков.

С другой стороны, суммарное рабочее время камеры очень мало по сравнению с временами счетчиков, и пузырьковые камеры поэтому обычно не используются для работ на синхроциклотронах, которые дают порядка пятидесяти импульсов ускоренных частиц в секунду и энергии которых

обычно так низки, что возможны только случаи рождения одиночных π -мезонов. Невозможность управления камерой входящими частицами и очень малое полное время ее чувствительности делают пузырьковую камеру весьма неэффективным прибором для работы с космическими лучами. Поэтому очень желательно увеличение полезного времени работы камеры.

Гуд³⁹ описал пузырьковую камеру непрерывного действия, использующую раствор двуокиси углерода в подходящей жидкости. В камере поддерживался большой температурный градиент, и так как растворимость газа быстро увеличивается с температурой, образовывался метастабильный слой, содержащий растворенный газ при большем давлении, чем давление насыщенного раствора газа. При приближении к камере источника нейтронов наблюдалось вскипание слоя, но определенных треков не было.

Ввиду малой частоты повторения циклов ускорения существующих протонных синхротронов, пузырьковые камеры с большой частотой следования циклов расширения разрабатывались без особого энтузиазма. Существовала общая тенденция увеличивать число происшедших в камере взаимодействий просто за счет создания пузырьковых камер бóльших размеров, но их дальнейшее развитие в этом направлении уже связано со значительными оптическими и механическими трудностями, которые очень неприятны и преодоление которых обходится очень дорого. Конструкция 76-сантиметровой камеры Пауэлла указывает на один из возможных способов преодоления этих трудностей, а именно, применение гидравлического противодействия на стекло камеры, хотя подобное решение, очевидно, неприемлемо для водородных камер. Наибольшим препятствием на пути увеличения частоты следования циклов расширения являются трудности отвода большого количества тепла, возникающего в каждом цикле при поджатии камеры, которые чрезвычайно велики в случае водородных камер и менее значительны для пропановых. Вторая трудность возникает из-за появления из наливных трубок, трубок к датчикам давления или вокруг уплотняющих прокладок больших пузырей, для быстрого сжатия которых требуется большое давление, что приводит к увеличению толщины стекла. Блинов и др.¹⁵ сконструировали для изучения космических лучей камеру, работающую с частотой десять циклов за секунду, в которой рабочей жидкостью является CF_3Cl ; они попытались преодолеть все перечисленные выше трудности, позволяя пузырькам подниматься в маленький отросток наверху камеры, охлаждаемый сухим льдом, в котором происходит конденсация. Но это ведет к дальнейшим трудностям из-за увеличения в камере температурного градиента.

Так как пучки из протонных синхротронов могут быть⁴ растянуты во времени почти до секунды, проведение многих экспериментов весьма бы ускорилося, если бы были камеры, которые за время прохождения этого растянутого пучка могли бы совершить, скажем, пятьдесят циклов расширения. При этом автоматическая обработка стала бы еще более необходимой, хотя просмотр пленок мог бы облегчиться ввиду уменьшившейся интенсивности пучка.

Новые эксперименты с очень загрязненными пучками, такими, как антипротонные пучки, могли бы стать выполнимыми при использовании схем совпадений, управляющих вспышками импульсных ламп и протяжкой пленки. Как быстро появятся подобные типы камер, покажет будущее*).

*) Совсем недавно была описана камера со сцинтиллирующими добавками к пропану. В этой камере можно управлять вспышками ламп и протяжкой ленты, осуществляя фотографирование в те моменты, когда в камере произошло интересное исследование событие.—K. S t r a n c h, Proceed. Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrumentation, Geneva, 1959, стр. 505. (Прим. ред.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Glaser, *Phys. Rev.* **87**, 665 (1952).
2. I. G. Wood, *Phys. Rev.* **94**, 731 (1954).
3. C. Dodd, *Progr. Nucl. Phys.* **5**, 142 (1956).
4. I. A. Pless, R. I. Plano, *Rev. Sci. Instrum.* **27**, 935 (1956).
5. P. Bassi, A. Loria, I. A. Meyer, P. Mittner, I. Scotoni, *Nuovo cimento* **4**, 491 (1956).
6. Г. А. Блинов, Ю. С. Крестников, М. Ф. Ломанов, *ЖЭТФ* **31**, 762 (1956).
7. R. Furth, *Proc. Cambr. Philos. Soc.* **37**, 252 (1941).
8. D. A. Glaser, *Phys. Rev.* **91**, 762 (1953).
9. W. I. Goldburg, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **58** (1958).
10. D. A. Glaser, I. L. Brown, M. L. Perl, *Phys. Rev.* **102**, 586 (1956).
11. F. Seitz, *Phys. Fluids* **1**, 2 (1958).
12. M. S. Plessset, S. A. Zwick, *J. Appl. Phys.* **25**, 493 (1954).
13. D. A. Glaser, *Nuovo cimento* **11**, Suppl. **2**, 361 (1954).
14. I. Jensen, *BNL, Report 3824* (1958).
15. Г. А. Блинов, Е. В. Кузнецов, М. Ф. Ломанов, Хуан Шэн-нянь, *ЖЭТФ* **31**, 911 (1956).
16. W. I. Willis, E. C. Fowler, D. C. Rahm, *Phys. Rev.* **108**, 1046 (1957).
17. L. Alvarez, *CERN, Simposium* **2**, 1 (1956).
18. D. A. Glaser, D. C. Rahm, *Phys. Rev.* **97**, 474 (1955).
19. G. Martelli, L. Bertranza, P. Franzini, B. Tallini, *CERN, Simposium* **2**, 29 (1956).
20. W. M. Powell, W. B. Fowler, L. Oswald, *UCRL, Report 8277* (1958).
21. R. H. Hildebrand, D. E. Nagle, *Phys. Rev.* **92**, 517 (1953).
22. E. M. Bolze, T. W. Morris, D. C. Rahm, R. R. Rau, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, *Rev. Sci. Instrum.* **29**, 297 (1958).
23. H. P. Hernandez, I. W. Mark, R. D. Watt, *Rev. Sci. Instrum.* **28**, 528 (1957).
24. M. H. Alston, B. Collinge, W. H. Evans, R. W. Newport, P. R. Williams, *Philos. Mag.* **18**, 280 (1957).
25. G. Von Dardel, Y. Goldschmidt-Clermont, L. Kowarski, C. Peyrou, *Nucl. Instrum.* **2**, 146 (1958).
26. W. I. Linlor, Q. A. Kerns, I. W. Mark, *Rev. Sci. Instrum.* **28**, 535 (1957).
27. T. D. Lee, *Phys. Rev.* **99**, 337 (1955).
28. M. M. Block, M. E. Blevins, M. I. Buckingham, W. M. Fairbank, E. M. Harth, G. G. Slaughter, *CERN, Simposium* **2**, 22 (1956).
29. Y. B. Kim, *Rev. Sci. Instrum.* **29**, 680 (1958).
30. P. E. Argan, A. Gigli, *Nuovo cimento* **9**, 1171 (1956).
31. B. Hahn, *Phys. Rev.* **107**, 1201 (1957).
32. F. W. Bullock, C. Dodd, C. Henderson, C. Kalmus, *Nuovo cimento* **6**, 334 (1957).
33. D. V. Bugg, *Rev. Sci. Instrum.* **29**, 587 (1958).
34. E. D. Alyea, Jr., L. R. Gallagher, I. H. Millins, I. H. Teem, *Nuovo cimento* **6**, 1480 (1957).
35. F. Eilsler, R. I. Plano, N. Samios, M. Schwartz, I. Steinberger, *Nuovo cimento* **5**, 1700 (1957).
36. I. G. Wilson, *The Principles of Cloud-Chamber Technique*, Camb. Univ. Press, 1951.
37. P. Bassi, A. Loria, I. A. Meyer, P. Mittner, I. Scotoni, *Nuovo cimento* **5**, 1729 (1957).
38. G. Von Dardel, Y. Goldschmidt-Clermont, F. Iselin, *Nucl. Instrum.* **2**, 154 (1958).
39. R. H. Good, *Phys. Rev.* **107**, 1201 (1957).
40. B. Rossi, *High Energy Particle*, N. Y., 1952.