

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

539.107

**ЭВОЛЮЦИЯ АВТОМАТИЧЕСКИХ ИСКРОВЫХ КАМЕР \*)****Ж. Шарпак**

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение . . . . .	339
II. Автоматические искровые камеры . . . . .	341
а) Принципы автоматических методов получения информации (341). Основные бесфильмовые методы считывания информации (341). 6) Последние достижения в области бесфильмовых методов (343). 1. Видиконный метод (343). 2. Проволочные искровые камеры (344). 2.1. Точность и разрешение, получаемые с помощью проволочных камер (344). 2.2. Некоторые трудности, возникающие при изготовлении камер. (346). 2.3. Магнотриксционные камеры (348). 3. Проволочные искровые камеры в магнитных полях. Искровые камеры со считыванием информации на основе магнотриксционных линий и ферритовых сердечников (350). 3.1. Искротриксционные методы (351). 3.2. Считывание с помощью емкостей (351). 3.3. Видиконные методы с вспомогательными искрами (352). 4. Искровые камеры с измерением разности токов и автоматические пробегные камеры (353).	
III. Многопроволочные пропорциональные камеры . . . . .	354
1. Проблемы электростатики (355). 2. Газовое усиление вблизи проволочек (357). 3. Факторы, влияющие на коэффициент усиления (360). 4. Образование импульса в пропорциональной камере (362). 5. Предел пропорциональности усиления (364). 6. Работа камер вне областей пропорциональности и полупропорциональности (365). 7. Энергетическое разрешение (366). 8. Эффективность камер (368). 9. Разрешающее время (369). 10. Предел уменьшения разрешающего времени (370). 11. Пространственная точность и пространственное разрешение. (372). 12. Многосеточные конструкции камер (373). 13. Положительные индуцированные импульсы (374). 14. Влияние магнитного поля (374). 15. Дрейфовые камеры (374). 16. Проблемы, связанные с изготовлением камер (375). 17. Обработка данных, полученных с помощью пропорциональных камер (376). 17.1. Кодирование (376). 17.2. Аналоговые методы (376). 17.3. Использование усилителя и логической схемы на каждой проволочке (376). 1) Схема задержки импульсов (378). 2) Схема Пажэ (378).	
IV. Заключение . . . . .	379
Цитированная литература . . . . .	380

## I. ВВЕДЕНИЕ

Если внимательно приглядеться к экспериментальному оборудованию, установленному в залах ускорителей частиц высоких энергий, то нельзя не заметить одну общую разительную черту всех так называемых счетчиковых экспериментов — почти повсеместное применение автоматических

\*) G. S h a r p a k, Evolution of the Automatic Spark Chambers, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 195 (1970). Перевод В. А. Ильина, под редакцией Г. И. Мерзона.

Автор статьи Ж. Шарпак работает в ЦЕРН, Женева.

искровых камер, т. е. искровых камер с бесфильмовым съемом информации о координатах траекторий и количестве прошедших через них частиц. Даже в тех случаях, когда, казалось бы, можно было обойтись обычными оптическими камерами, видна отчетливая тенденция к замене их автоматическими искровыми камерами.

В последнее время было предложено множество самых различных методов вывода информации с искровых камер без помощи фотографирования. Некоторые из этих методов, благодаря усилиям ряда талантливых физиков и инженеров, получили широкое распространение и в настоящее время стали общепринятыми. Другие из-за их сложности не использует почти никто, кроме разве самих изобретателей. Бывает и так, что сложность новых методов не позволяет им вытеснить существующие. Однако ни один из экспериментальных методов не является универсальным. Поэтому современный физик, занимающийся исследованием элементарных частиц, располагает целым арсеналом приборов, каждый из которых обладает своими достоинствами, делающими его предпочтительным в конкретных условиях того или иного эксперимента.

В дополнение к этому физики не останавливаются на достигнутом и продолжают предлагать новые экспериментальные методы. Но к оптимизму их изобретателей нужно, как правило, относиться с осмотрительностью, так как реальные трудности обнаруживаются только во время проверки метода в физических экспериментах.

В настоящей статье автор поставил перед собой цель сделать краткий обзор современного состояния техники автоматических искровых камер, которые уже эффективно используются в лабораториях и свойства которых широко обсуждались как в предшествующих обзорных статьях<sup>1-4</sup>, так и в отдельных книгах<sup>5,6</sup>. Подробное описание работы различных действующих установок читатель может найти в трудах научных конференций<sup>7-9</sup>. Что касается новых методов, предложенных в самое последнее время, то в статье рассматриваются только принципы, лежащие в их основе.

Значительная часть статьи посвящена свойствам многопроволочных пропорциональных камер. Идея создания этих камер зародилась в ЦЕРН, здесь они получили развитие до стадии эксплуатации, и теперь их свойства активно изучают многие группы физиков. По сравнению с искровыми камерами многопроволочные пропорциональные камеры обладают такими преимуществами, как независимость их работы от вспомогательных управляющих счетчиков, лучшее на один-два порядка разрешающее время и по крайней мере на три порядка бóльшая скорость срабатывания.

В настоящее время в ЦЕРН изготавливаются установки из таких камер размером в несколько метров и проектируются системы еще бóльших размеров. Уже сейчас ясно, что пропорциональные камеры могут сыграть важную роль как часть установки, связанная с автоматическими искровыми камерами, или как часть управляющей системы или системы для локализации частиц, т. е. их можно использовать в тех случаях, когда качество выдаваемой ими информации окупает их более высокую стоимость.

Эти камеры открывают также новую область методических исследований. Мы убеждаемся, что изучение механизма пропорционального усиления в условиях высоких пространственной точности и временного разрешения может привести к интересным результатам в самых неожиданных направлениях. Так, например, некоторые из свойств пропорциональных камер позволяют надеяться на создание детекторов рентгеновских лучей для медицинских исследований.

## II. АВТОМАТИЧЕСКИЕ ИСКРОВЫЕ КАМЕРЫ

## а) Принципы автоматических методов получения информации

Электрическая искра вызывает множество вторичных явлений — оптических, акустических, электрических, — каждое из которых может служить основой метода измерения ее пространственного положения без помощи фотографирования.

В лабораториях, где занимаются исследованиями частиц высоких энергий, наиболее широко применяют проволочные искровые камеры.

Электроды этих камер изготавливаются из проволочек, по которым течет ток искры, благодаря чему оказывается возможным применить систему пространственного кодирования. С помощью искровых камер такого типа были получены самая высокая скорость срабатывания и наилучшая ливневая эффективность.

В случае большого числа искровых промежутков для вывода информации часто применяются телевизионные трубки — видиконы, причем некоторые сторонники этого метода предвидят его значительный прогресс в связи с бурным развитием телевизионной техники.

Перечисленные системы являются наиболее распространенными, поскольку их можно использовать для анализа сложных событий, т. е. событий с большим числом искр. Другие существующие методы, даже в том случае, когда они обладают ценными физическими или экономическими преимуществами, имеют более ограниченное применение, но могут оказаться незаменимыми при решении некоторых конкретных задач.

Возможность создания сильных магнитных полей в больших объемах, где установлены автоматические искровые камеры, стимулировала активные поиски методов считывания информации в присутствии интенсивного магнитного поля. Многие физики пытались приспособить свои системы к работе в подобных условиях, но до сих пор еще не найдено удовлетворительного решения этой проблемы, пригодного для крупномасштабных экспериментов.

Автор статьи не ставил перед собой цель проанализировать все без исключения автоматические методы измерения координат искр. Здесь перечислены лишь пятнадцать новых методов, сопровождаемых очень короткими примечаниями \*). Некоторые из этих методов не нашли себе применения, вследствие того, что были вытеснены более совершенными, однако они весьма важны с точки зрения дальнейших перспектив их развития. Другие приводятся только из уважения к самолюбию их изобретателей, поскольку они, очевидно, во всех отношениях уступают существующим. Автор решил уделить наибольшее внимание прогрессу тех методов, которые широко используются в современном физическом эксперименте, а также последним усовершенствованиям некоторых оригинальных методов.

Основные бесфильмовые методы считывания информации (физические принципы, лежащие в основе метода, и результаты):

1. Видиконный метод<sup>10</sup>. Оптическое изображение искры с помощью телевизионной камеры — видикона преобразуется в электрические сигналы.

\*) Приводятся ссылки только на основополагающие работы. Описание дальнейших усовершенствований метода содержится в обзорах<sup>5,6</sup>. Все последующие ссылки будут даны лишь по тем вопросам, которые затрагиваются в этой статье. (Дополнительную литературу можно найти в докладах Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий (Дубна, 8—12 сентября 1970 г.).— *Прим. перев.*)

— Пространственная точность — лучше 0,1% полной длины сканирования. В экспериментах уже достигнута точность  $\sigma = 0,35$  м.м; в некоторых измерениях была получена точность  $\sigma = 0,2$  м.м. Разрешение — лучше 1% для телевизионных камер видиконного типа и лучше 0,2% для камер с трубками типа «Пламбикон». Метод отличается дешевизной и пригоден для большого числа искровых промежутков, а также для регистрации сложных событий с большим числом искр. Максимальная скорость срабатывания — 25 сек<sup>-1</sup>. Для получения достаточной яркости требуются большие токи.

2. *Акустические методы.* 2.1. Распространение звука в газах <sup>11, 12</sup>. Для локализации искр измеряется время распространения звука в газе.

— Высокая точность:  $\sigma = 0,2$  м.м. Нечувствительность к магнитному полю. Метод непригоден для точного измерения координат большого числа искр, так как удается различить лишь несколько искр. Скорость звука равна 0,5 м.м/мксек. Изменение температуры на  $\Delta T = 1^\circ$  приводит к изменению скорости звука на 0,2%.

2.2. Распространение звука в твердых телах <sup>13</sup>. Для локализации искры измеряется время распространения звука в твердых электродах.

3. *Проволочные камеры с ферритовыми сердечниками для считывания информации* <sup>14</sup>. Ток, протекающий по проволочным электродам, перемagnичивает ферритовые сердечники.

— Для перемagnичивания ферритового сердечника требуются небольшие токи ( $< 1$  а). Высокая ливневая эффективность. Максимальная скорость срабатывания  $\sim 1000$  сек<sup>-1</sup>. Чувствительны к магнитному полю. Широко используются системы камер больших размеров.

4. *Проволочные камеры с магнитоотрицательным считыванием.* а) Электромагнитное поле искры вызывает звуковую волну в магнитоотрицательных проволочках, из которых изготовлены электроды <sup>15</sup>. б) Электроды камеры изготовлены из любой проводящей проволоки. Искра вызывает звуковую волну в магнитоотрицательной проволочке, расположенной вблизи проволочного электрода <sup>16, 17</sup>.

— Скорость звука в проволочках из сплава Со—Fe около 5 м.м/мксек. Чувствительны к магнитному полю. Значительный разброс параметров сигнала. Метод используется преимущественно для камер с большим числом проволочек. Чтобы получить достаточно большие сигналы, требуются токи  $\sim 80$  а. Ливневая эффективность хуже, чем в методе считывания информации с помощью ферритовых сердечников. В проволочных камерах с большим зазором достигается эффективность 100% для большого числа искр. Возможна работа в однородном магнитном поле.

5. *Камеры с линиями задержки* <sup>18, 19</sup>. Координаты искр определяют по времени распространения сигналов, вызываемых ими в электродах или внешних линиях задержки, включенных между проволочками.

6. *Камеры с измерением разности токов* <sup>20</sup>. Ток искры разделяется на два канала, идущих к противоположным концам электрода камеры. Разность токов, измеренная в цепи преобразующего фильтра, задает положение искры.

— Пространственная точность  $\sigma = 0,35$  м.м. Нечувствительны к магнитному полю. Скорость срабатывания — 200 сек<sup>-1</sup>. Высокое быстродействие ( $\sim 0,2$  мксек), что позволяет управлять работой других камер. Одновременные искры неразличимы.

7. *Камеры с индуцированным сигналом* <sup>21</sup>. Пространственное положение искры определяется интенсивностью паразитного сигнала, индуцированного искрой во вспомогательном электроде, окружающем камеру.

— Пространственная точность  $\sigma = 0,2—0,3$  м.м. Нечувствительны к магнитному полю. Одновременные искры неразличимы.

8. *Проволочные камеры со статическим магнитоотрицательным считыванием* <sup>22</sup>. По магнитоотрицательным проволочкам пропускают постоянный ток. Ток в проволочках электродов вызывает достаточно длительное изменение намагниченности, которое считывается после некоторой задержки во времени.

9. *Проволочные камеры с искроотрицательным считыванием* <sup>23</sup>. Электроды камеры изготавливаются из проволочек. На дополнительной проволочке, расположенной на небольшом расстоянии от электрода, возникает вспомогательная искра. Положение искр определяется временем прохождения звука в этой немагнитной проволочке.

— Нечувствительны к магнитному полю.

10. *Проволочные камеры с емкостным считыванием* <sup>24, 25</sup>. Камеры имеют проволочные электроды. Ток, протекающий в каждой проволочке, заряжает подключенный к ней конденсатор до напряжения в несколько вольт. Потенциал на этом конденсаторе анализируется, считывается и затем сбрасывается до нуля с помощью специальной электронной схемы.

— Создаются системы камер больших размеров. Нечувствительны к магнитному полю. Отношение стоимостей систем большого размера на основе емкостного считывания и считывания на сердечниках приблизительно равно 2—3.

11. *Метод проекции искры* <sup>26</sup>. Низкочастотные потенциалы проволочной камеры передаются на большие расстояния с помощью внешних проволочек. В некоторой заданной плоскости возникает вспомогательная искра, положение которой регистрируется с помощью видикона.

12. *Метод оптического кодирования* <sup>27</sup>. Изображение искры с помощью цилиндрической линзы превращается в узкую световую нить и фокусируется на мозаичном экране, который представляет собой комбинацию прозрачных и светонепроницаемых зон. Часть света проходит через экран и фокусируется на матрице фотодиодов, импульсы которых определяют координату искры в двоичном коде.

— Ограничен одной искрой.

13. *Метод записи информации на магнитную ленту* <sup>28, 29</sup>. а) Искры вызывают сигнал, записываемый на магнитной ленте, которая используется в качестве электрода. б) Токи в проволочной камере записываются на магнитной ленте, что позволяет определить положение искры <sup>30</sup>.

14. *Пропорциональные камеры* <sup>31</sup>. Проволочные камеры, заполненные подходящими газами, могут усиливать сигналы, возникающие в них и пропорциональные локальным потерям энергии частицы вблизи проволочек, без влияния одной проволочки на работу другой.

— Камеры не требуют запуска. Временное разрешение — 36 нсек для искрового промежутка 3 мм и 24 нсек для 2 мм при эффективности 100%:

Эффективность  $> 99,5\%$  для любого числа частиц. Мертвое время в расчете на одну проволочку  $< 1$  мксек.

15. *Дрейфовые камеры* <sup>32</sup>. Пространственное положение траекторий заряженных частиц определяется временем прохождения электронами области дрейфа в газе камеры.

— Высокая пространственная точность при малых расстояниях:  $\sigma \sim 0,1$  мм.

## б) Последние достижения в области бесфильмовых методов

1. *Видиконный метод*. Искровые камеры просматриваются телевизионными камерами. Изображение, которое может содержать очень большой объем информации, запоминается на фотопроводящем слое. Вообще говоря, видикон имеет 625 сканируемых линий, каждая из которых могла бы соответствовать электроду искровой камеры. Однако на самом деле этот метод имеет ряд существенных ограничений. Некоторые из них связаны с погрешностями юстировки камер и реперных точек, оптической дисторсией и нелинейностью отклоняющей системы. Эти ошибки не меняются со временем, и если система содержит достаточное количество реперных точек, могут быть учтены при составлении программы. Другие ошибки, такие, как, например, нестабильность видеосистемы, обусловленная колебаниями температуры, меняются со временем.

Несколькими группами физиков было показано, что видиконный метод является вполне работоспособным. Типичными в этом смысле являются эксперименты, выполненные, например, в Резерфордской лаборатории <sup>33</sup>.

Для облегчения проблемы передачи изображения используют параллельно несколько телевизионных камер. Если одна строка видикона отвечает 1 м длины искровой камеры, то скорость сканирования равна 20 мм/мксек, т. е. в четыре раза больше скорости распространения звука в магнитострикционной проволочке. С целью экономии оборудования сканирование изображения с телевизионных камер обычно производят последовательно, а для выигрыша времени на каждый искровой промежуток используют только одну строку. Остаточное скрытое изображение камер

параллельно стирается. Характерное для этого метода пространственное разрешение (полная ширина на половине высоты) немногим хуже 0,05 % полной длины строки.

Липман и др. на конференции в Дубне (см. <sup>9</sup>) сообщили, что они достигли точности локализации четких треков протонов  $\sigma_x = 0,2$  мм. Однако при описании своих экспериментов эти авторы приводят значительно более высокое среднее значение стандартного отклонения  $\sigma_x = 0,36$  мм. Подобное различие, вероятно, обусловлено непостоянством видиконно-кодирующей системы, поэтому авторы считают, что после некоторых усовершенствований можно достичь предельной точности  $\sigma = 0,2$  мм, которая определяется пространственным разрешением самой искровой камеры. Из-за конечного размера электронного пучка видиконной трубки изображения двух искр, расстояние между которыми меньше 1 % длины развертки, сливаются. Сейчас группа Липмана готовит новые эксперименты, включающие большое число искровых камер. Полагают, что при затратах не более 60 тыс. долларов можно настолько усовершенствовать электронику, что полученная система будет способна считывать информацию практически с любого числа камер. Таким образом, описываемый метод пригоден для автоматического считывания информации с таких детекторов, как пробегные искровые камеры с большим числом искровых промежутков. Однако для получения достаточной яркости изображения необходимо создать большие токи в искре, что отрицательно сказывается на ливневой эффективности. Обычно каждый искровой промежуток питается от емкости 2000 нф, заряженной до напряжения 10 кв. В этом отношении более подходящими являются проволочные камеры, максимальная скорость срабатывания которых достигает около 25 сек<sup>-1</sup>.

Недавно Кринен <sup>34</sup> обратил внимание на потенциальные преимущества трубок нового типа — пламбиконов <sup>35</sup>. Разрешающая способность таких трубок в пять раз лучше, чем у видиконов, что приближает этот метод к проволочным искровым камерам.

**2. Проволочные искровые камеры.** Проволочные искровые камеры уже использовали во многих экспериментах, и за последние несколько лет в технологии изготовления этих камер достигнуты серьезные успехи. В настоящее время строят камеры больших размеров, для считывания используют не только заземленные, но и высоковольтные электроды, а благодаря более тщательному изготовлению камер достигается улучшение ливневой эффективности. Было предложено несколько путей использования проволочных искровых камер в сильных магнитных полях.

**2.1. Точность и разрешение, получаемые с помощью проволочных камер.** Целью всех автоматических методов считывания информации является достижение максимальной пространственной точности, определяемой процессом образования искры, и зависящей от ширины искрового промежутка, угла наклона траектории частицы, давления газа и ионизирующей способности частицы.

Для частиц с минимальной ионизирующей способностью, падающих нормально к электродам камеры с искровым промежутком 0,8 см, средне-квадратичное отклонение искры от траектории, которое было измерено с помощью оптических камер, составляет  $\sigma = 0,2$  мм. Акустические камеры, по-видимому, до сих пор являются единственными среди автоматических искровых камер, с помощью которых удается получить такую же точность. Что касается проволочных камер, то там точность приблизительно в два раза хуже. К сожалению, результаты, приводимые различ-

ными авторами, иногда оказывается трудно сравнивать из-за отсутствия критерия определения точности. Пространственная точность проволочных камер зависит от расстояния  $s$  между проволочками и среднего числа проволочек, на которых развивается искра. Вообще говоря, наилучшая точность получается, когда среднее число таких проволочек полуцелое. В этом случае точность будет равна  $s/4$  <sup>36</sup>. Однако на практике распределение отклонений искр от траектории не всегда описывается простым гауссовым или другим квадратичным распределением. Наилучшая точность

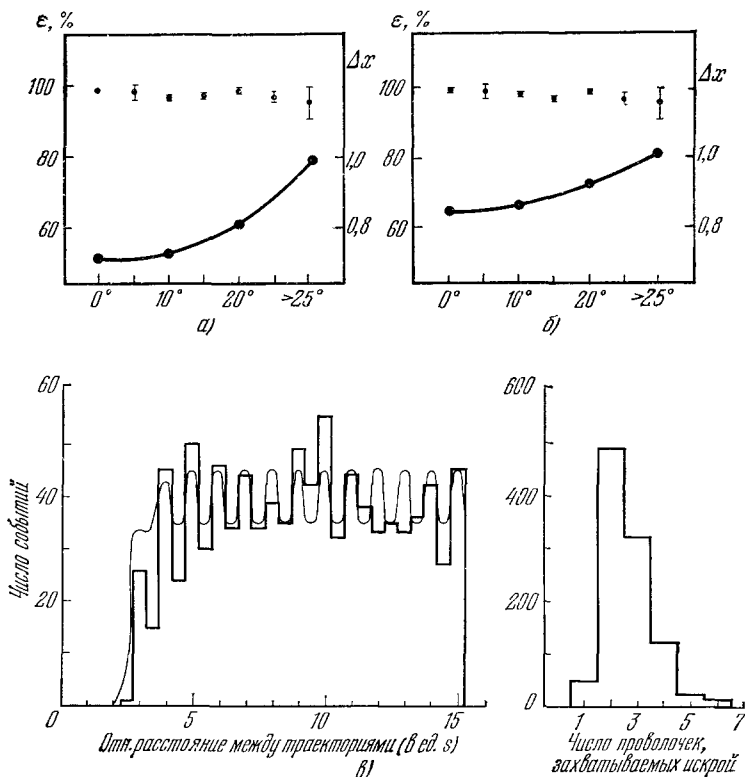


Рис. 1. Пространственная точность и разрешение проволочной искровой камеры со считыванием информации на ферритовых сердечниках (расстояние между проволочками  $s = 1,5$  мм).

Зависимость пространственной точности  $\Delta x$  (в единицах  $s$ ) и эффективности камеры от угла наклона для одиночных траекторий в случае заземленного (а) и высоковольтного (б) электродов; в) разрешение двух отдельных траекторий. Частицы равномерно падают в камеру нормально к плоскости электродов. Приведена зависимость числа разделенных следов от расстояния между ними. Чтобы разделить две отдельные искры, между ними должна быть по крайней мере одна проволочка <sup>37</sup>.

получается в условиях, когда распределение отклонений близко к гауссову со стандартным отклонением  $\sigma = s/3$ . Она ухудшается с увеличением угла между траекторией частицы и нормалью к электродам камеры. Эта зависимость показана на рис. 1.

Фишер, Айго и Орбесен <sup>38</sup> построили искрострикционную камеру, которую использовали в качестве детектора фокусирующего спектрометра. Электроды этой камеры имели 40 проволочек на 1 см, а пространственная точность  $\Delta x$  (полная ширина на половине высоты распределения) для нормальных к электродам камеры треков сильноионизирующих частиц составляла 0,07 мм. Несмотря на малую ширину искрового промежутка (1,6 мм), точность быстро ухудшается с увеличением угла наклона траектории (рис. 2).

Разрешение проволочной камеры, или, другими словами, ее способность различать две соседние траектории, для камер со считыванием информации на ферритовых сердечниках существенно зависит от числа сердечников, перемагничивающихся при искровом разряде, и от угла наклона траектории частицы. Эти вопросы были изучены Обером и др.<sup>39</sup> в ЦЕРН. На рис. 2 показано, что для магнитострикционной искровой камеры при угле наклона следов  $90^\circ$  разрешение приблизительно равно учетверенному расстоянию между проволочками.

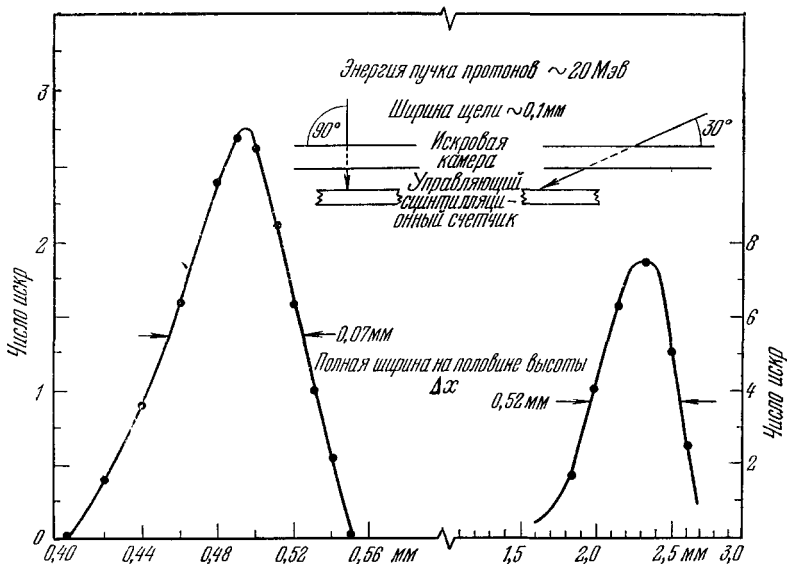


Рис. 2. Характеристики автоматической искровой камеры (размером  $12 \times 450$  мм<sup>2</sup>) с высокой пространственной точностью и магнитострикционным считыванием информации.

Камера имеет  $\sim 40$  проволочек на 1 см, ширина искрового промежутка 1,6 мм<sup>38</sup>. Наполнение: Ne + 10% Ne + 1,5% этилового спирта. Кривые соответствуют углам наклона траектории  $90^\circ$  и  $30^\circ$ .

## 2.2. Некоторые трудности, возникающие при изготовлении камер.

Опыт изготовления и эксплуатации больших проволочных искровых камер размером до 7 м, накопленный в течение последних лет, позволил выработать определенные правила работы с этими камерами. Система питания таких камер должна быть выполнена весьма тщательно, чтобы обеспечить малое время задержки и отсутствие искажения формы высоковольтного импульса. Если за время прохождения по проволочному электроду импульс затухает, то эффективность камеры будет зависеть от положения искры. Искажение импульса в месте возникновения искры приведет к уменьшениюливневой эффективности.

Эта проблема частично решается, если камера представляет собой линию с распределенными параметрами, импеданс которой гораздо меньше изменения импеданса, вызываемого искрой<sup>40</sup>. Схема высоковольтного питания такой камеры иллюстрируется на рис. 3, а на рис. 4 приведена измеренная в этих условиях кривая зависимости эффективности от числа искр, хотя полученные результаты фактически связывают эффективность не с числом частиц, а с числом искр любого происхождения, в том числе с ложными искрами. Таким образом, эти результаты являются оптимистической оценкой ливневой эффективности, поскольку при наличии искры от частицы ложная искра чаще всего не возникает. Еще более



далеко идущей является идея использовать электроды, представляющие собой линию с распределенными параметрами и низким импедансом и снабженные вспомогательными проводящими плоскостями <sup>41,42</sup>. Емкость камеры заряжается через эти тонкие плоские вспомогательные электроды из алюминия, которые размещаются вблизи основных проволочных электродов, изготовленных из алюминированного майлара (рис. 5, а).

Для уменьшения тока в искре в газ искровой камеры вводят гасящие добавки. На рис. 5, б приведена кривая эффективности такой камеры к нескольким (до четырех) частицам <sup>43</sup>. В сходных условиях Фишер и Шибата <sup>44</sup> получили эффективность около 90% для 50—100 одновременно проходящих частиц (рис. 6).

Дальнейшие успехи в создании проволочных искровых камер связаны с использованием конструкций с пересекающимися проволочками, что дало возможность одновременно измерять две координаты искры в межэлектродном промежутке. При использовании магнитострикционного метода здесь не возникает никаких трудностей. Что касается метода, основанного на считывании с помощью фер-

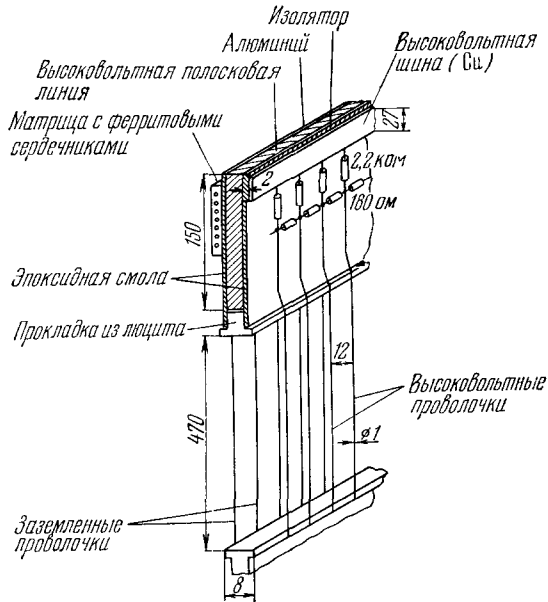


Рис. 3. Высоковольтное питание проволочной искровой камеры (высоковольтная шина выполнена в виде передающей линии с низким импедансом; размеры — в мм) <sup>40</sup>.

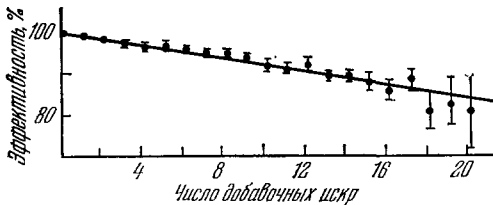


Рис. 4. Зависимость эффективности проволочной камеры от числа добавочных искр в искровом промежутке <sup>40</sup>.

проволочных поверхностей удалось обойти весьма сложные механические проблемы путем использования майларовых сотовидных ячеек <sup>46</sup>, однако более простым решением оказалось применение печатных проволочек на пластмассовой основе <sup>47</sup>. Обер и др. <sup>48</sup> использовали систему, состоящую из четырех цилиндрических камер, окружающих водородную мишень. Местоположение искры как на земляном, так и на высоковольтном электродах определялось с помощью ферритовых сердечников. На рис. 7, б показана зависимость неэффективности камеры к двойным трекам (парные события) от угла между траекторией и направлением электрического поля.

2.3. *Магнитоотрицательные камеры.* Магнитоотрицательный метод считывания информации завоевал большую популярность и используется во многих экспериментах<sup>43,49,50</sup>. Его с успехом применяют в системах искровых камер больших размеров. Так, например, в ЦЕРН работают камеры длиной 4,5 м с  $10^5$  проволочками. В Брукхейвенской Национальной лаборатории создается

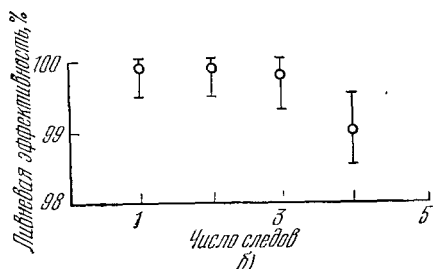
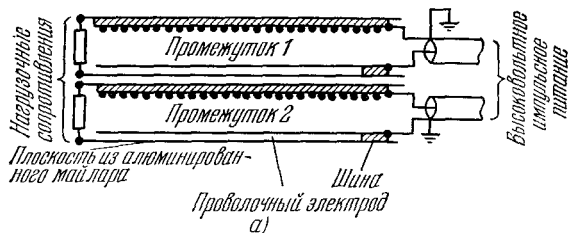


Рис. 5. а) Магнитоотрицательная проволочная камера с независимыми искровыми промежутками (импульсное питание подается с помощью искусственной линии, размещенной над поверхностью электрода)<sup>43</sup>; б) линейная эффективность считывания информации, изображенной на рисунке а)<sup>40</sup>.

большой спектрометр с использованием 7-метровых камер, содержащих  $2 \cdot 10^5$  проволочек<sup>51</sup>. Поскольку электроника позволяет зарегистрировать до 16 искр от каждой камеры, сейчас планируется изучать даже такие сложные события, которые до сих пор были доступны только для пузырьковых камер. Линденбаум<sup>51</sup> оценивает стоимость изготовления проволочных искровых камер приблизительно по 1 доллару на каждую проволочку, причем эту цифру следует разделить примерно поровну на три категории: одна треть стоимости приходится собственно на камеру, одна треть — на управляющие счетчики и считывающую электронику и одна треть — на систему импульсного питания

и систему очистки и наполнения газа. Сюда не включены расходы на труд по созданию всей установки. Де Блази и др.<sup>52</sup> разработали систему с электродами, изготовленными из магнитоотрицательных проволочек для измерения двух координат на одном электроде. В методе с магнитоотрицательной линией задержки используются в основном продольные импульсы, возникающие в чувствительной проволочке. Этот способ передач импульса приводит к дисперсии, что накладывает ограничения на максимальную длину линии задержки. Влияние дисперсии можно свести к минимуму, если выбрать диаметр чувствительной проволочки достаточно малым по сравнению со средней длиной волны импульса.

Однако если толщина проволочки будет слишком малой, то сила тока сигнала уменьшается. Оптимальный вариант отвечает проволочке из сплава Co — Fe диаметром 0,15 мм. Тем не менее на расстоянии больше 2 м сигнал все же заметно уменьшается. Чтобы избежать этого, Гроув со своей группой<sup>43</sup> стал использовать низкочастотные торсионные импульсы, которые не испытывают дисперсии. Эти импульсы генерировались благодаря комбинации постоянного магнитного поля в проволочке и локального импульсного продольного поля. Первое поле создавал ток, проходящий по чувствительной проволочке, а второе — ток искры в проволочном электроде. Торсионные волны распространяются со скоростью, которая составляет 2/3 от скорости продольных волн. Разрешающая способность камеры при этом не меняется, поскольку ширина таких импульсов больше, чем у продольных импульсов.

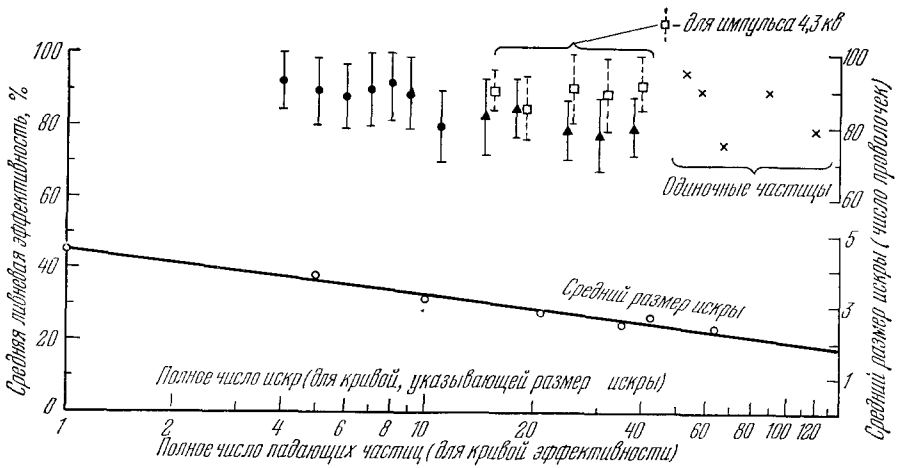


Рис. 6. Зависимость средней ливневой эффективности автоматической провололочной искровой камеры с передающей линией (с поправкой на перекрытие искр) от числа частиц, одновременно попадающих в нее.

Наполнение: Ne — 10% Ne + 9 мм рт. ст. изопропилового спирта. Искровой промежуток 6,35 мм. 20 провололочек на 2,54 см. Эффективная площадь камеры  $22 \times 45 \text{ см}^2$ . Высоковольтный импульс 4,05 кв,  $\tau_{RC} = 300 \text{ нсек}$ ,  $Z_{\text{ист. пит}} = 5 \text{ ом}$ . Очищающее поле 22,5 в. Угол наклона траекторий  $90 \pm 30^\circ$ . (Данные предварительные! Условия не оптимизированы.)

К источнику высокого напряжения

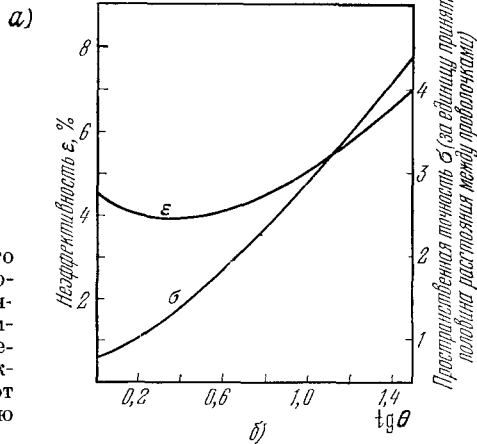
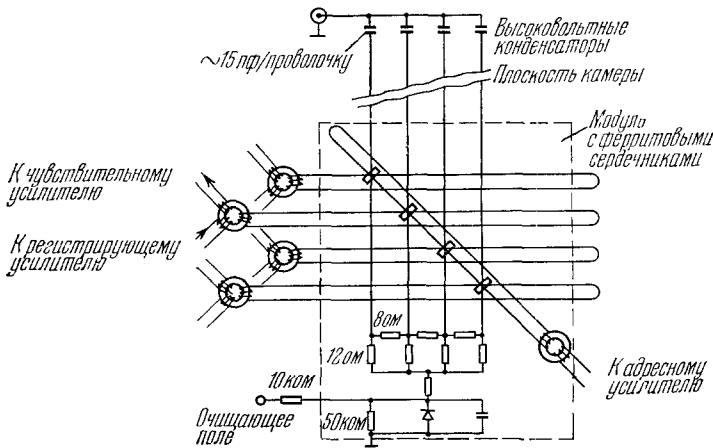


Рис. 7. а) Схема подачи высоковольтного питания и система считывания с высоковольтного электрода на ферритовых сердечниках<sup>37</sup>; б) некоторые свойства цилиндрических искровых камер — зависимость неэффективности ε регистрации парных траекторий и пространственной точности σ от угла наклона траектории к направлению электрического поля.

В методе, который был предложен Беспаловой и др.<sup>22</sup>, использовали статическую магнитострикционную линию задержки. Чувствительная проволока закручивалась под действием импульсного тока, создающего торсионную намагниченность. В то же время ток в проволочном электроде создавал локальное нарушение торсионной намагниченности. Если в чувствительной проволочке снова пройдет ток, то магнитострикционный эффект в точках локальной размагниченности вызовет импульс упругой деформации, который распространяется точно таким же образом, как и в обычной линии задержки. Такое запоминание информации, сходное с запоминанием информации в камерах с ферритовыми сердечниками, но гораздо менее сложное, должно значительно упростить накопление данных. Здесь достигнута также несколько лучшая точность измерения координаты искры, чем с помощью обычного динамического искрострикционного метода.

Группа физиков, работающая с бозонным спектрометром в ЦЕРН, применила магнитострикционный метод к широкоазорным камерам<sup>53</sup>. Здесь даже для наклонных траекторий искра развивается только на одной проволочке. Для четырех одновременных частиц наблюдали эффективность, равную 95%, а две частицы разрешались на расстоянии, отвечающем трем проволочкам.

3. Проволочные искровые камеры в магнитных полях. Искровые камеры со считыванием информации на основе магнитострикционных линий и ферритовых сердечников. Несмотря на то, что проволочные искровые камеры широко используют в сочетании с магнитами, они обычно располагаются вне области сильного магнитного поля. В магнитном поле напряженностью в несколько сотен гаусс ферритовые сердечники перестают перемагничиваться. Некоторые авторы обошли эту проблему путем вывода токов из области поля с помощью вспомогательных линий, однако для камер больших размеров такой метод неприемлем. Тем не менее его использовали для системы, содержащей 50 тысяч проволочек. Выходные линии были соединены с компактной матрицей из ферритовых сердечников, которую оказалось довольно легко экранировать от магнитного поля<sup>54</sup>.

Мухин и др.<sup>55</sup> показали, что матрицы сердечников, заключенные в экраны цилиндрической формы и помещенные в пазах полюсов магнитов, могут работать в полях от 8,5 до 14,5 кгс. Однако эти авторы не смогли создать действующую систему, основанную на этом методе.

Как было показано в работе Голутвина и др.<sup>56</sup>, для этой цели более предпочтительны магнитострикционные линии. Для магнитострикционных линий, идущих перпендикулярно направлению магнитного поля, насыщение, приводящее к уменьшению сигнала, начинает сказываться при напряженности магнитного поля порядка 5 кгс (рис. 8, а). Однако если магнитострикционная линия повернута на малый угол относительно нормали к направлению магнитного поля, то, как видно из рис. 8, б, сигнал быстро уменьшается. Все это подтверждает сложность использования искровых камер в сильно неоднородных полях. В однородных полях можно считать две координаты и удерживать магнитострикционную линию перпендикулярно полю, тогда как проволочки ориентированы, скажем, под углом 45 или  $-45^\circ$ . Кроме того, трудности, связанные с использованием магнитострикционных линий, можно частично преодолеть путем экранирования последних. Наилучшим подтверждением этому является успешная работа компактного спектрометра Фишера и др.<sup>57</sup> в магнитных полях до 110 кгс.

Тем не менее понятно, что для больших систем проволочных камер еще не найдено практическое решение, которое было бы свободно от любых ограничений со стороны магнитного поля. С появлением сильных магнитных полей, создаваемых сверхпроводящими магнитами, эта важнейшая проблема все более стимулирует изобретательность физиков.

3.1. *Искрострикционные методы.* Искрострикция<sup>58,59</sup> была предложена как дополнение к магнестрикции. Главный промежуток искровой камеры чередуется с одним или двумя дополнительными промежутками, где на металлической проволочке (первоначально из сплава Cu — Be),

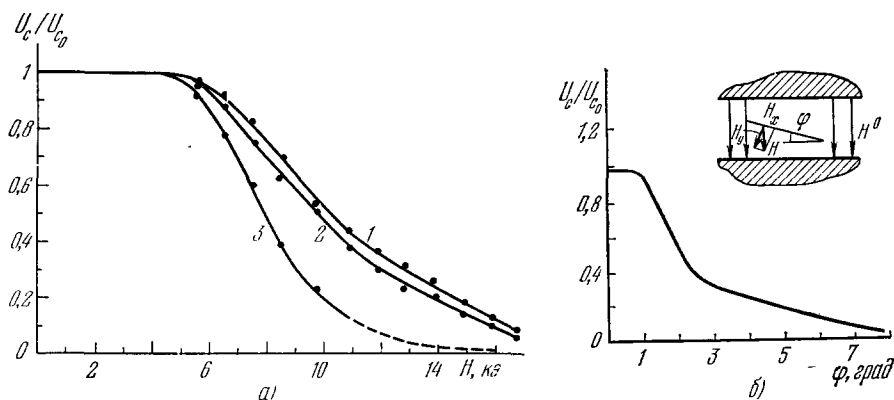


Рис. 8. а) Относительная зависимость амплитуды сигнала на выходе линии задержки от напряженности магнитного поля (сплав 50% Fe + 50% Co,  $\varnothing$  0,2 мм) в случае, когда: преобразователь тока находится вне области магнитного поля, приемная катушка в поле (1), преобразователь тока — в поле, приемная катушка вне поля (2) и преобразователь тока и приемная катушка в поле (3)<sup>58</sup>; б) зависимость амплитуды сигнала на выходе линии задержки от угла поворота линии относительно нормали к направлению магнитного поля<sup>59</sup>.

по которой распространяются звуковые сигналы, происходит вспомогательный искровой разряд. Это означает возврат к звуковой камере с прохождением звука в электроде, но с использованием преимуществ проволочной камеры.

Несмотря на то, что авторы доказали обоснованность предложенного ими метода, необходимо накопить больше опыта, чтобы знать, какой ценой достигаются необходимая точность, скорость срабатывания и надежность системы вспомогательного искрового промежутка. Некоторые группы сочли данный метод слишком капризным и прекратили исследования в этом направлении, хотя, возможно, их усилия были недостаточно настойчивыми.

Систематическое изучение рассматриваемых проблем было предпринято Мэддером<sup>60</sup>, который попытался избежать вспомогательной искры, механически соединяя проволочки электрода с торсионными брусками. При использовании металлических торсионных брусков получались большие паразитные сигналы, но, заменив металлические бруски стеклянными с приклеенными к ним проволочками, он наблюдал чистые сигналы для токов порядка 40 а за время 200 нсек. Скорость распространения сигнала в стекле обычно равна 3,4 мм/сек. Конечно, проблемы, связанные с созданием систем больших размеров, основанных на этом методе, еще требуют дальнейших исследований.

3.2. *Считывание с помощью емкостей.* Метод считывания с помощью емкостей<sup>21,22</sup> в настоящее время интенсивно развивается и в некоторых

лабораториях достиг рабочей стадии, что позволило применить его для систем проволочных искровых камер больших размеров. Идея этого метода состоит в том, что проволочки электрода подсоединяются к конденсаторам большой емкости, и возникающий на них небольшой потенциал легко считывается с помощью различных электронных схем.

Этот метод привлекателен тем, что он позволяет иметь такую же систему считывания, как и в случае ферритовых сердечников. Поэтому при использовании проволочных искровых камер больших размеров со считыванием на сердечниках эти два метода легко объединить, если просто добавить считывание на емкостях в тех местах, где магнитное поле слишком велико, чтобы его можно было экранировать. Однако стоимость систем больших размеров в этом случае оказывается весьма высокой.

Пайзер из ЦЕРН любезно представил нам следующую сводку сравнительных стоимостей двух методов со считыванием на емкостях и сердечниках (табл. I). Приведенные цифры (стоимость в швейцарских франках) включают стоимость всей электроники для считывания, матриц сердечников или емкостей, передвижных стоек и основной логики.

Т а б л и ц а I

Число проволочек	10 <sup>3</sup>	5 · 10 <sup>3</sup>	10 <sup>4</sup>	5 · 10 <sup>4</sup>	10 <sup>5</sup>
Всего емкостей	29 тыс.	15 тыс.	63 тыс.	250 тыс.	440 тыс.
В расчете на одну проволочку . .	29	9	66,3	5	4,9
Всего сердечников . . . . .	26 тыс.	30 тыс.	35 тыс.	15 тыс.	215 тыс.
В расчете на одну проволочку . .	26	6	3,5	2,3	2,15
Отношение расходов для считывания на емкостях и считывания на сердечниках . . . . .	1,1	1,5	1,8	2,2	2,3

Итак, для систем больших размеров считывание на емкостях требует больших расходов, чем считывание на сердечниках. Важно помнить, что это не просто производственные расходы и их следует умножить на определенный коэффициент, зависящий от возможностей лаборатории и того, какой стране она принадлежит. Американские лаборатории, как известно, платят по 5 долларов за проволочку (сюда входит оплата технического персонала), Сварс<sup>61</sup> из DESY (ФРГ) приводит отношение стоимости емкостного считывания к считыванию на сердечниках, равное 3—4.

В настоящее время при проектировании экспериментов с использованием больших магнитов необходимо учитывать экономические факторы. В то же время постоянно ощущается отсутствие серьезных исследований по этому вопросу. Не менее важным требованием является также надежность, однако из-за недостатка опыта экспериментальной работы с недавно вошедшими в эксплуатацию системами пока еще затруднительно сделать выбор между стоимостью и надежностью.

3.3. Видиконные методы с вспомогательными искрами. Работа видикона в присутствии слабых магнитных полей нарушается. Поэтому изображение необходимо оптическим путем передавать в то место, которое можно легко экранировать от действия остаточного поля.

Кринен <sup>26</sup> предложил и испытал новый способ, в котором проекция изображения искры передается на некоторое расстояние электронным методом. Электроды искровых камер изготавливаются из пересекающихся проволочек. Эти проволочки через печатные схемы соединяются с небольшими дополнительными искровыми промежутками, которые расположены последовательно с основным искровым промежутком камеры. Вторичные искры, возникающие в таких промежутках, просматриваются с помощью телевизионной камеры. Длина вспомогательных искр равна 1,7 мм. Поскольку все эти искры могут располагаться в одной плоскости, глубину резкости можно выбрать очень малой, что позволяет применять телекамеры с большой апертурой. Таким способом удается регистрировать искры небольшой энергии. Уже было проведено испытание системы, состоящей из 3000 проволочек, которое дало удовлетворительные результаты. Одна телекамера может обслуживать 36 864 проволочки. Для реконструкции события не требуется реперных точек, что приводит к экономии времени ЭВМ.

В работе <sup>62</sup> был предложен сходный метод, в котором вспомогательные искры регистрировались с помощью микрофонов. Вообще говоря, как только токи, текущие по проволочкам, выходят из области магнитного поля, можно воспользоваться и другими методами регистрации, например ферритовыми сердечниками, что в действительности и было сделано. Однако при передачах сигналов на большие расстояния использование последнего метода серьезно осложняется микрофонными эффектами, тогда как для вспомогательных искр такие эффекты не наблюдаются. Кроме того, Кринен указал на возможность применять в качестве регистрирующего устройства магнитную ленту, что еще очень давно отмечалось в работе <sup>30</sup>.

4. Искровые камеры с измерением разности токов и автоматические пробегные камеры. В этих камерах положение искры определяется по разности токов, текущих в противоположные стороны от места образования искры. Благодаря простоте метода его применяли многие группы, чаще всего в работе с магнитными спектрометрами <sup>63-65</sup>, и он был усовершенствован для создания быстродействующей камеры <sup>66</sup>. Например, Содинос и др. добились до 200 срабатываний таких камер в секунду. Нормируя разность токов, протекающих через противоположные концы камеры, по суммарному току, они улучшили пространственную точность для траекторий, наклоненных под углом  $30^\circ$  к оси камеры, до 0,7 мм \*). На рис. 9 приведены результаты, полученные на таком спектрометре с улучшенным энергетическим разрешением.

На основе метода измерения разности токов Бунациу и Куллендер <sup>67</sup> разработали систему цилиндрических камер низкого давления с двухкоординатным считыванием. Они применяли эти камеры для регистрации положения и направления ядер отдачи гелия очень малой энергии. В группе Брессани <sup>68</sup> на основе этого метода успешно работал спектрометр недостающих масс с регистрацией двух вторичных частиц. Гуанер и Феврэ <sup>69</sup> исследовали работу цилиндрической камеры с 15 отдельными искровыми промежутками.

Иногда для увеличения точности измерения пробега используют искровые камеры с большим числом промежутков. Так, например, в экспе-

---

\*) Здесь и далее точность отвечает ширине распределения отклонений на половине высоты.

риментах уже применялись камеры с 75<sup>70</sup> или 15<sup>71</sup> искровыми промежутками, причем сработавшие промежутки регистрировались по протекающему через них току. Главной трудностью этого метода, привлекающего своей простотой, являются ложные искры.

### III. МНОГОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ

В настоящее время во многих физических лабораториях активно изучаются свойства многопроволочных пропорциональных камер. Невольно возникает вопрос: почему эти камеры, некоторые варианты которых уже были использованы в прошлом<sup>72,73</sup>, не нашли себе применения гораздо раньше. Дело, по-видимому, обстоит следующим образом. Конечно, ни у кого не вызывало сомнения, что эквипотенциали электрического поля тонких проволочек, помещенных в подходящий газ, в области, где происходит газовое усиление, имеют форму цилиндра, осью которого служит сама проволочка. Однако многие исследователи ошибочно полагали, что если расположить проволочки близко друг к другу, то их емкостная связь будет препятствовать локализации лавины на отдельной проволочке. Действительно, если провести контрольные эксперименты с помощью внешнего генератора импульсов, то эта пессимистическая точка зрения подтверждается в том случае, когда на проволочку подается короткий отрицательный импульс и в соседней параллельной с ней проволочке возникает импульс той же полярности. Это привело к тому, что активные проволочки (т. е. проволочки, на которых развивается лавина), стали отделять друг от друга одной<sup>72,73</sup> или несколькими<sup>74</sup> экранными проволочками. Такая конструкция проволочных электродов в два раза ухудшила пространственное разрешение и привела к усложнению всей системы. *Основное свойство проволочных пропорциональных камер заключается в том, что развитие лавин на проволочке приводит к возникновению в ней отрицательного импульса, в то время как в соседних проволочках одновременно возникают положительные импульсы.* Это правило справедливо при любом расстоянии между проволочками. Если усилители чувствительны к импульсам только отрицательной полярности, то проволочки будут представлять собой независимые пропорциональные счетчики с чувствительным объемом, ограниченным половиной расстояния между двумя соседними проволочками. В 1968 г. таким методом была достигнута точность 0,6 мм<sup>75</sup>.

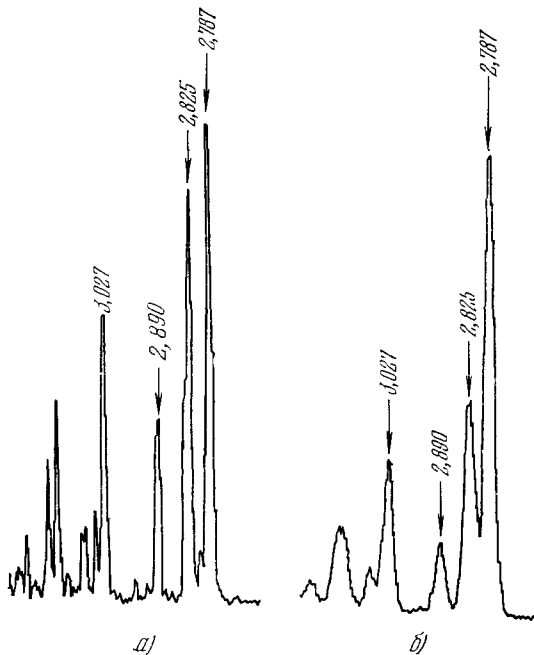


Рис. 9. Искровая камера с измерением разности токов, расположенная в фокальной плоскости спектрометра ( $\text{Sn}^{116}(p, p')$ ,  $30^\circ$ ,  $E_0 = 24,5 \text{ Мэв}$ ). а) Измерение разности зарядов  $Q_1 - Q_2$ . Полная ширина на половине высоты 15 кэв (с поправками). б) Отношение  $(Q_1 - Q_2)/(Q_1 + Q_2)$ . Полная ширина на половине высоты 35 кэв (без поправок)<sup>74</sup> (согласно последним результатам этих авторов полное энергетическое разрешение составляет 8 кэв).

бчно полагали, что если расположить проволочки близко друг к другу, то их емкостная связь будет препятствовать локализации лавины на отдельной проволочке. Действительно, если провести контрольные эксперименты с помощью внешнего генератора импульсов, то эта пессимистическая точка зрения подтверждается в том случае, когда на проволочку подается короткий отрицательный импульс и в соседней параллельной с ней проволочке возникает импульс той же полярности. Это привело к тому, что активные проволочки (т. е. проволочки, на которых развивается лавина), стали отделять друг от друга одной<sup>72,73</sup> или несколькими<sup>74</sup> экранными проволочками. Такая конструкция проволочных электродов в два раза ухудшила пространственное разрешение и привела к усложнению всей системы. *Основное свойство проволочных пропорциональных камер заключается в том, что развитие лавин на проволочке приводит к возникновению в ней отрицательного импульса, в то время как в соседних проволочках одновременно возникают положительные импульсы.* Это правило справедливо при любом расстоянии между проволочками. Если усилители чувствительны к импульсам только отрицательной полярности, то проволочки будут представлять собой независимые пропорциональные счетчики с чувствительным объемом, ограниченным половиной расстояния между двумя соседними проволочками. В 1968 г. таким методом была достигнута точность 0,6 мм<sup>75</sup>.



Вернемся теперь к обсуждению механизма, ответственного за автоматическое нарушение связи между проволочками. По-видимому, целесообразно начать с рассмотрения явлений, лежащих в основе механизма пропорционального усиления в многопроволочных камерах, поскольку этот материал разбросан по старым книгам и обзорным статьям.

1. Проблемы электростатики. Рассмотрим конструкцию, состоящую из плоскости, образованной цилиндрическими проволочками диаметра  $d$ , находящимися на расстоянии  $s$  друг от друга, которая расположена на расстояниях  $L$  и  $L'$  от двух плоскопараллельных электродов (рис. 10).

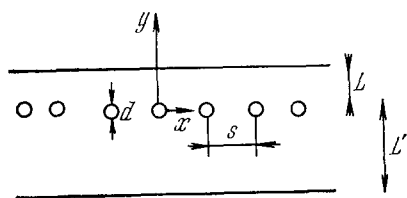


Рис. 10. Геометрические параметры многопроволочной пропорциональной камеры.

$s$  — расстояние между центрами соседних проволочек,  $L$  и  $L'$  — расстояния между проволочными электродами,  $d = 2r$  — диаметр проволочки.

Эрскин<sup>76</sup> уже рассматривал проблемы электростатики, возникающие при работе проволочных камер. Его расчеты позволяют определить распределение потенциалов, полей и зарядов на проволочках в довольно общих случаях. Так, например, им были рассмотрены проволочки малой

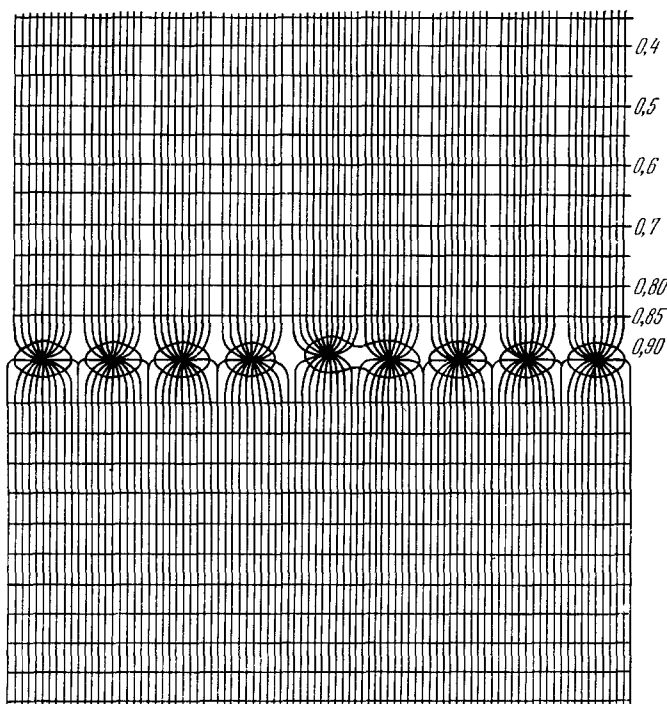


Рис. 11. Эквипотенциали многопроволочной пропорциональной камеры с одной смещенной проволочкой.  
 $L = L' = 8$  мм,  $s = 1$  мм,  $d = 20$  мкм<sup>76</sup>.

конечной толщины, а также влияние смещения отдельной проволочки в любом направлении (рис. 11) и изменения ее диаметра. Некоторые из полученных им результатов представлены ниже.

В большинстве интересующих нас задач достаточно ограничиться приближением бесконечно тонкой проволочки. В этих случаях с помощью

простых математических соотношений можно установить вид поля бесконечной сетки, состоящей из равноудаленных друг от друга проволок. Если обозначить заряд на единицу длины каждой проволоки буквой  $q$ , а вещественную ось выбрать в плоскости сетки с началом отсчета  $z = 0$  на одной из проволок, то комплексный потенциал в точке  $z$  равен

$$W(z) = 2q \left[ \frac{2\pi L'(iz - L')}{s(L + L')} - \ln \frac{\vartheta_1(\pi z/s, p)}{\vartheta_1[\pi(z + i2L')/s, p]} \right],$$

где  $p = \exp[-2\pi(L + L')/s]$ , так что  $p < 1$ , а  $\vartheta_1(u, p) = 2p^{1/4}(\sin u - p^2 \sin 3u + p^6 \sin 5u - \dots)^{73}$ .

Значение  $q$  определяется из граничного условия, согласно которому реальная часть этого комплексного потенциала на малом расстоянии  $r_0 = d/2$ , равном радиусу физической проволоки, должна принимать значение  $V_0$ . Это дает

$$q = \frac{V_0}{2 \left[ \frac{-2\pi(L')^2}{s(L + L')} - \ln \frac{(\pi r_0/s) \vartheta_1'(0, p)}{\vartheta_1(2i\pi L'/s, p)} \right]},$$

где  $\vartheta_1'(0, p)$  — значение производной по  $z$  от  $\vartheta_1(z, p)$  в точке  $z = 0$ .

В случае, когда плоскость проволочного электрода находится на равных расстояниях от двух внешних электродов (т. е. если  $L = L'$ ) и  $L > s$ , выражение для вещественной части потенциала  $V = \text{Re}(w)$  упрощается <sup>78</sup>:

$$V \approx q \{2\pi L/s - \ln [4\sin^2(\pi x/s) + 4\text{sh}^2(\pi y/s)]\},$$

а заряд  $q$ , приходящийся на единицу длины проволоки будет равен

$$q \approx \frac{V_0}{2[(\pi L/s) - \ln(\pi d/s)]}.$$

Если на камеру подан потенциал  $4 \text{ кВ}$ , то напряженность электрического поля вблизи проволоки для значений  $s = 2 \text{ мм}$  и  $L = 8 \text{ мм}$  будет равна  $2,2 \cdot 10^5 \text{ в/см}$ . На рис. 12 показано изменение поля вдоль осей  $x$  и  $y$ . Как мы увидим в дальнейшем, размеры области, в которой происходит пропорциональное усиление, равны по порядку величины диаметру проволоки. В этой области напряженность электрического поля изменяется по закону  $1/r$  независимо от азимутального угла.

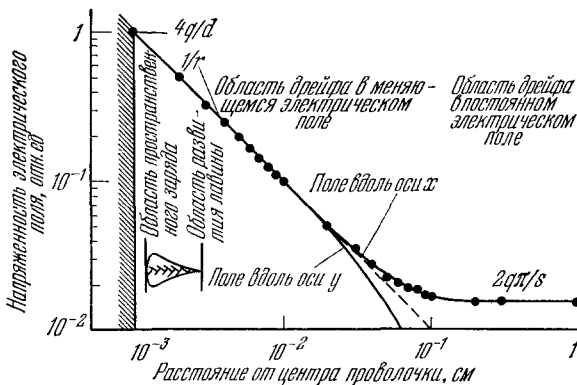


Рис. 12. Азимутальное изменение напряженности электрического поля по мере удаления от центра проволоки.

На малых расстояниях от проволоки  $E = 1/r$  независимо от азимутального угла.

в зависимости от смещения проволоки вдоль осей  $x$  и  $y$ .

Мы видим, что в случае смещения проволоки в плоскости электрода заряд самой проволоки изменяется незначительно, но зато оно очень сильно сказывается на зарядах соседних проволок. В камере с параметрами  $L = 8 \text{ мм}$ ,  $s = 2 \text{ мм}$ ,  $d = 20 \text{ мкм}$ , наполненной смесью  $\text{Ag} + \text{CO}_2$

напряженность электрического поля вблизи проволоки для значений  $s = 2 \text{ мм}$  и  $L = 8 \text{ мм}$  будет равна  $2,2 \cdot 10^5 \text{ в/см}$ . На рис. 12 показано изменение поля вдоль осей  $x$  и  $y$ . Как мы увидим в дальнейшем, размеры области, в которой происходит пропорциональное усиление, равны по порядку величины диаметру проволоки. В этой области напряженность электрического поля изменяется по закону  $1/r$  независимо от азимутального угла.

Если одна из проволок будет смещена, то ее заряд и заряды соседних проволок изменятся. На рис. 13 показано изменение величины  $\Delta q/q$

в отношении 3 : 1, смещение порядка 0,01 мм приводит к тому, что коэффициенты усиления на двух соседних со смещенной проволоочках различаются на 30%. Изменение заряда пропорционально величине смещения проволоочки, а усиление зависит от заряда экспоненциально. Смещение вдоль оси *y* влияет на усиление в гораздо меньшей степени. Если диаметр

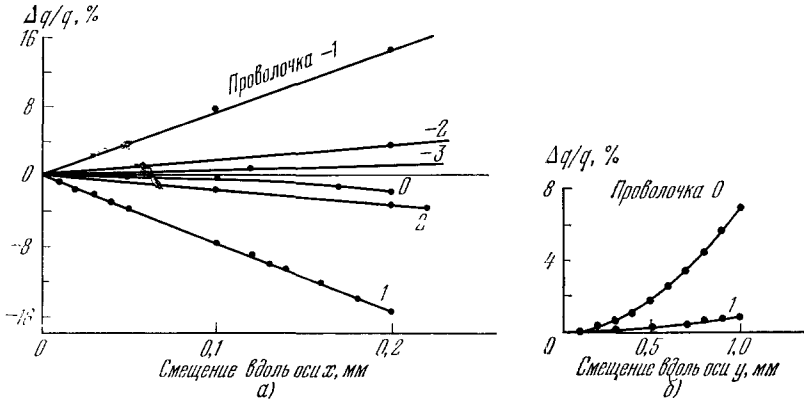


Рис. 13. Влияние смещения проволоочки на величину заряда, индуцированного на смещенной и соседних с ней проволоочках.

$L = 8$  мм,  $s = 2$  мм,  $d = 20$  мкм. Проволочка 0 — смещенная. Приведены зависимости  $\Delta q/q$  от смещения проволоочки вдоль оси *x* (а) и оси *y* (б).

проволочек изменится на величину  $\Delta d$ , то заряд этой проволоочки изменится на величину  $\Delta q$ , которую можно вычислить либо с помощью точного выражения для потенциала, либо с помощью приближенной формулы <sup>76</sup>

$$\frac{\Delta q}{q} = - \frac{1}{\ln(\pi d/8L)} \frac{\Delta d}{d}.$$

Изменение диаметра отдельной проволоочки на 10% приводит к изменению коэффициента усиления в камере, наполненной смесью  $Ag + CO_2$  в отношении 13 : 5, на 20%, а в камере, содержащей смесь аргон + изобутан в отношении 3 : 1 на 10%.

2. Газовое усиление вблизи проволоочек. Напряженность электрического поля вблизи проволоочки, как и в обычной цилиндрической камере, равна  $2q/r$ . Поскольку о свойствах пропорциональных счетчиков опубликовано уже много работ, мы здесь лишь кратко резюмируем их результаты.

Во время дрейфа электронов к проволочке они двигаются в области с непрерывно меняющейся напряженностью электрического поля, благодаря чему меняется и характер их движения. На рис. 14 показано изменение механизма потерь энергии электронов при различных значениях напряженности электрического поля в области дрейфа. На некотором расстоянии  $r_c$  от проволоочки электроны начинают испытывать неупругие столкновения. Как правило, коэффициент усиления в пропорциональных счетчиках достигает по меньшей мере  $10^6$ . Поэтому для образования лавины электрон должен пройти расстояние, меньшее 20 длин среднего свободного пробега. Величина среднего свободного пробега электрона  $\lambda$  при неупругих столкновениях меняется на различных расстояниях от проволоочки. На рис. 15, а приведены кривые зависимости  $\lambda$  от напряженности электрического поля в некоторых газах, а на рис. 15, б — кривые изменения сечения неупругого взаимодействия в зависимости от энергии электронов.

Большинство электронов имеет энергию меньше 100 эв, которая соответствует максимальному сечению неупругих столкновений. В этой области сечение почти линейно меняется с энергией:

$$\sigma = a (V - V_i),$$

где  $V_i$  — потенциал ионизации. Приведем значения коэффициента пропорциональности  $a$  (в ед.  $10^{-17} \text{ см}^2/\text{е}$ ), характеризующего скорость роста

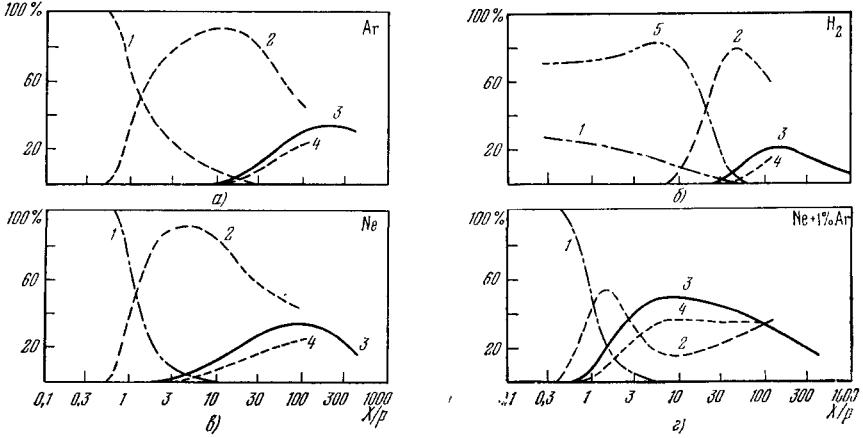


Рис. 14. Относительная роль различных механизмов потерь энергии электронов в газах.

Кривые показывают долю энергии электрона (в %), теряемую в различных процессах, в зависимости от величины  $X/p$  в Ar (а),  $H_2$  (б), Ne (в) и Ne + 1% Ar (г) в случае: потери энергии при упругих столкновениях (1), потери энергии на возбуждение, приводящие к высвечиванию фотонов и образованию метастабильных состояний (2), потери энергии в результате ударной ионизации (3), для средней кинетической энергии электронов (4) и потери энергии на возбуждение колебательных уровней (5). Величина  $a$  взята из теории Таунсенда <sup>79а</sup>.

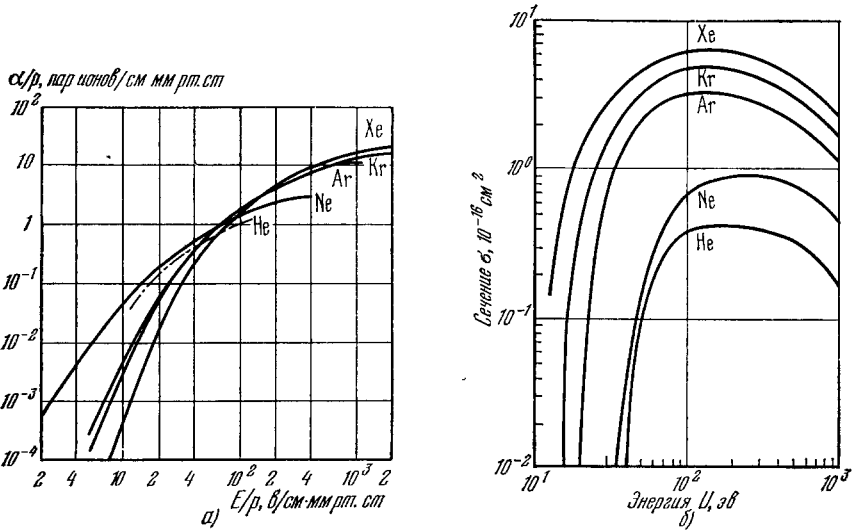


Рис. 15. а) Зависимость первого ионизационного коэффициента Таунсенда  $\alpha$  от  $E/p$  в благородных газах (средняя длина свободного пробега  $\lambda = 1/\alpha$  <sup>79б</sup>); б) зависимость сечения ионизации электронами от их энергии в благородных газах <sup>6</sup>.

сечения ионизации, для некоторых газов <sup>79в</sup>: Ar — 1,81, Ne — 0,14, He — 0,11,  $H_2$  — 0,14,  $O_2$  — 0,66,  $N_2$  — 0,70,  $C_2H_4$  — 1,91,  $CH_4$  — 1,24.

Длина среднего свободного пробега электрона, отвечающего ионизации, вблизи проволоочки составляет для Ag от  $\sim 1$  до 2  $\mu\text{м}$ , а для He примерно в 10 раз больше. Поскольку для развития лавины до максимального размера, что отвечает типичному режиму работы, электрон должен пройти расстояние от 10 до 20 длин среднего свободного пробега,

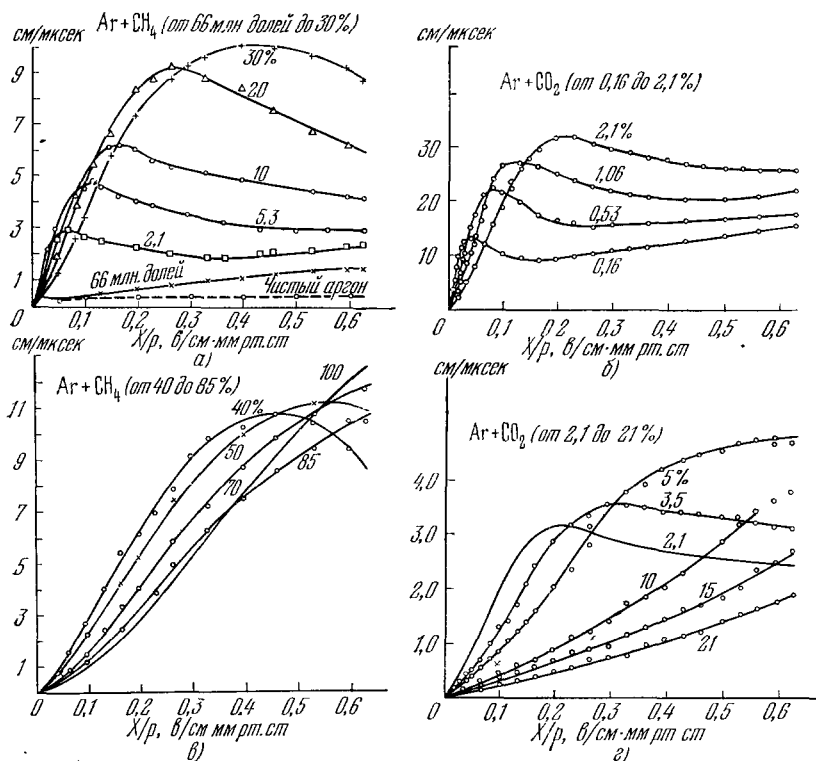


Рис. 16. Зависимость скорости дрейфа электронов от  $X/p$  для газовых смесей  $\text{Ar} + \text{CO}_2$  и  $\text{Ar} + \text{CH}_4$ , часто используемых в пропорциональных счетчиках  $^{79}\text{r}$ .

то очевидно, что процесс образования лавины (особенно в Ar) происходит в малой области вблизи проволоочки. В остальном объеме электроны просто дрейфуют к аноду.

Если использовать газы, в которых прилипание электронов отсутствует, то потерь электронов не происходит. На рис. 16 приведены кривые изменения скорости дрейфа электронов в зависимости от напряженности электрического поля для типичных смесей газов, используемых в пропорциональных счетчиках. Поскольку рост скорости дрейфа достигает насыщения, можно считать, что она не зависит от того, в каком месте образовался электрон. Таким образом, здесь мы имеем более благоприятную ситуацию по сравнению с обычными цилиндрическими счетчиками с меньшим средним значением напряженности электрического поля.

Если использовать газы, в которых происходит прилипание электронов, то и в этом случае камеры все-таки будут работать. Однако здесь коэффициент усиления будет зависеть не только от доли потерянной энергии, но и от места, где произошла ионизация, в результате которой появился свободный электрон. Это обстоятельство является серьезным недостатком при измерении энергии, но не существенно для регистрации заряженных частиц. Когда время жизни электронов достаточно для того,

чтобы камера имела эффективность 100%, потери электронов, рожденных на большом расстоянии от проволочек, не играют роли.

Грюнберг и др.<sup>80</sup>, используя в качестве добавки к аргону бромистый этил, показали, что размер чувствительной области вокруг проволочки можно изменять. На рис. 17 приведена зависимость размеров чувствительной области проволочки от состава

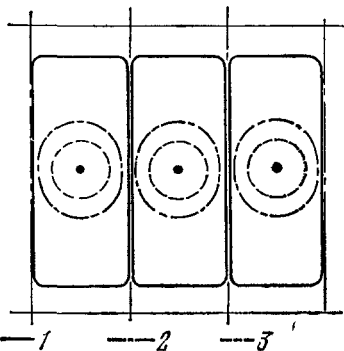


Рис. 17. Изменение размеров чувствительной области при введении электроотрицательных газов: *n*-пентана (1), 25% бромистого этила (2) и 59% бромистого этила (3) ( $s = 3$  мм)<sup>80</sup>.

газа. В работе<sup>81</sup> группа физиков из ЦЕРН показала, что в качестве добавок удобно применять различные фреоны. Эти авторы добились хорошей работы камеры даже в тех случаях, когда размер чувствительной области не превышал 100 мкм. Для значения  $E/p = 100$  в/см·мм рт. ст. число прилипаний электронов во фреоне-12 в расчете на 1 см пути и 1 мм рт. ст. близко к единице. Длина среднего свободного пробега электрона до прилипания при атмосферном давлении равна  $\sim 10$  мкм, т. е. больше, чем до ионизации, что и объясняет возможность развития лавины даже в присутствии электроотрицательного газа.

В тех случаях, когда используются сложные смеси, предсказать свойства газа часто бывает трудно. Например, в то время

как малая добавка (порядка 0,1%) кислорода к аргону вызывает существенные потери электронов, дополнительные добавки всего нескольких процентов  $\text{CO}_2$  или, скажем, изобутана, которые понижают электронную температуру, оказываются достаточными для того, чтобы значительно уменьшить эти потери. Это происходит благодаря особому характеру зависимости сечения прилипания в кислороде от энергии электронов, и этот факт объясняет, почему лучше не использовать чистый Ag для наполнения камер.

3. Факторы, влияющие на коэффициент усиления. Чтобы рассчитать зависимость коэффициента усиления от параметров камеры, необходимо знать распределение энергии электронов между ионизирующими столкновениями. Для облегчения вычислений Роуз и Корф (см.<sup>79в</sup>) сделали предположение, согласно которому средняя энергия электрона в лавине равна  $eV_i$ , где  $V_i$  — потенциал ионизации газа. При таком допущении коэффициент усиления равен

$$A = \exp [(2aN)^{1/2}] f(r_0) \sqrt{V_0} [(V_0/V_s)^{1/2} - 1], \quad (1)$$

где  $V_0$  — потенциал приложенного внешнего поля,  $V_s$  — пороговый потенциал (потенциал, при котором на поверхности проволочки начнутся неупругие столкновения),  $r_0$  — радиус проволочки,  $N$  — концентрация атомов газа ( $\text{см}^{-3}$ ),  $a$  — скорость роста сечения ионизации в зависимости от энергии, а

$$f(r_0) = [(\pi L/s) - \ln(2\pi r_0/s)]^{-1/2}.$$

Эти формулы были проверены в цилиндрических камерах для различных газов. Точно так же ведут себя многопроволочные пропорциональные камеры. На рис. 18, а приведен расчетный график зависимости коэффициента усиления от величины потенциала, приложенного к камере. С ростом  $V_0$  коэффициент усиления с хорошей точностью изменяется

по экспоненциальному закону, но связь коэффициента усиления с геометрическими параметрами камеры носит более сложный характер. Как видно из рис. 18, б, где сравниваются расчетная и экспериментальная кривые, при больших значениях приложенного потенциала рост коэффициента усиления замедляется. Та же самая тенденция к замедлению скорости роста коэффициента усиления в сильных полях для обычно

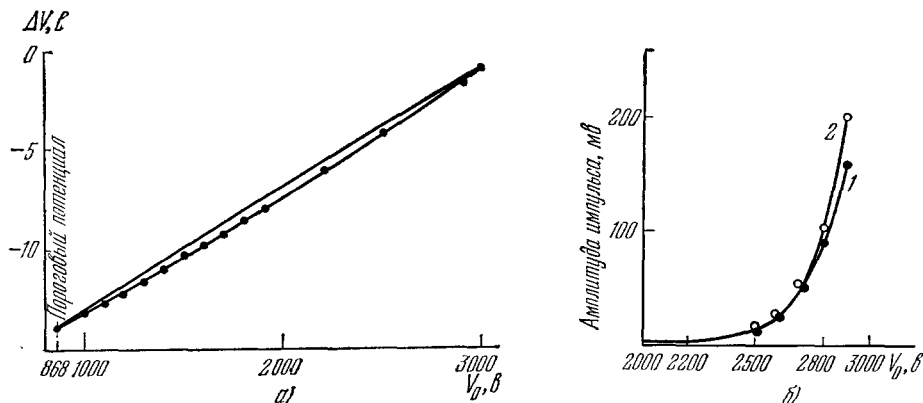


Рис. 18. а) Расчетная зависимость величины коэффициента усиления от приложенного высокого напряжения (расчетная кривая построена в соответствии с формулой Роуза и Корфа (1), см. текст); б) зависимость амплитуды выходного импульса от приложенного высокого напряжения  $V_0$ .

1 — экспериментальная кривая, 2 — расчетная кривая. Газовая смесь: 98% Ag + 2% изобутана. Коэффициент  $\alpha$  для смеси имеет то же значение, что и для Ag:  $\Delta = 1,8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2/\text{с}^2$ .

используемых смесей газов Ag + CO<sub>2</sub> и аргон + изобутан, видна и на рис. 19. Если учесть, что  $V_0$  зависит также от величины  $r_0$ , то характер зависимости коэффициента усиления еще больше усложняется. Принимая во внимание тот факт, что для двух различных радиусов  $r_0$  и  $r'_0$  соответствующие значения порогового потенциала  $V_s$  и  $V'_s$  связаны соотношением

$$V_s/r_0 = V'_s/r'_0,$$

Димчовский<sup>82</sup> рассчитал, как меняется отношение

$$(dA/A) : (dr_0/r_0)$$

для различных значений коэффициента усиления и толщин проволочек. В табл. II приведены некоторые его результаты для камеры с коэффициентом усиления  $10^4$  (значения  $(dA/A) : (dr_0/r_0)$  при  $L = 8 \text{ мм}$ ). Мы видим, что для камеры с параметрами  $s = 2 \text{ мм}$  и  $d = 20 \text{ мкм}$  необходимо соблюдать постоянно диаметра проволочки в пределах 1%, чтобы получить 10%-ную стабильность коэффициента усиления. Но наиболее поразительным результатом этих вычислений является тот факт, что чем толще проволочка, тем выше должна быть относительная точность ее изготовления. Другими словами, важна абсолютная величина нерегулярности. Так как среднее значение длины свободного пробега электрона до ионизации

Таблица II

$r_0$ , мкм	10	20	30	40	50
$s$ , мм					
1	4,9	8,2	11,3	14,4	—
2	6,1	10,1	14,2	18,21	22
5	7	12,5	17,9	23,2	28,9

на поверхности проволоочки равно  $\sim 1$  мкм, любая нерегулярность, сравнимая с этой величиной, вызывает существенное изменение коэффициента усиления.

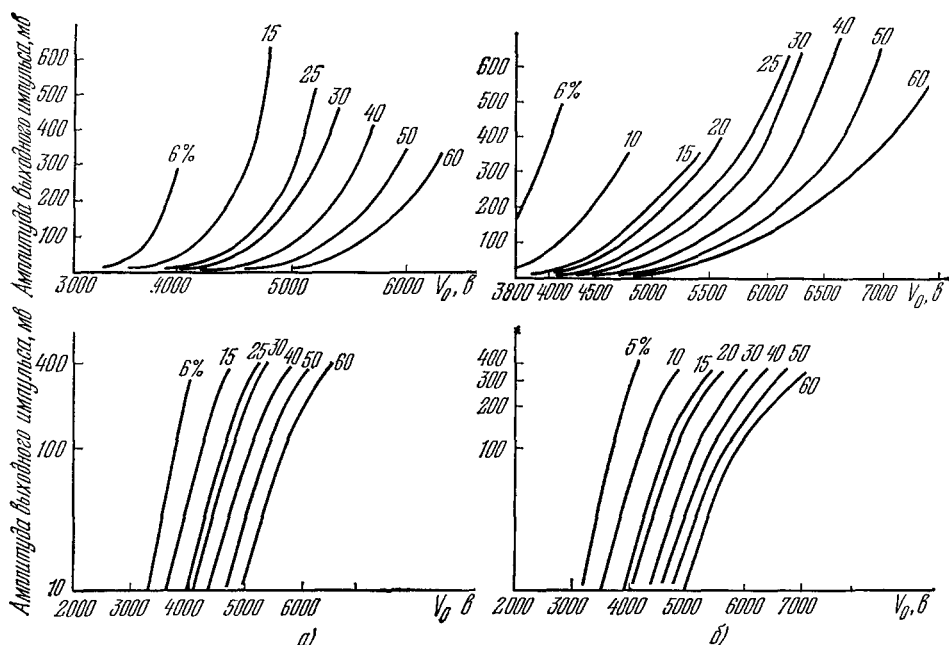


Рис. 19. Зависимость амплитуды выходного импульса, измеренного непосредственно на проволочке<sup>88</sup>, от процентного содержания компонент в газовых смесях: Ag + CO<sub>2</sub> (а) и аргон + изобутан (б).

$L = 8$  мм,  $s = 2$  мм,  $d = 20$  мкм. Последняя работа по проверке состава смесей показала, что данные о концентрации CO<sub>2</sub> занижены в 1,2 раза, а изобутана подвержены значительным ошибкам. Для концентрации изобутана 5% приведенные значения занижены в 3 раза, а для концентрации 30% — в 1,2 раза. Цифры у кривых означают процентное содержание CO<sub>2</sub> (а) и изобутана (б).

4. Образование импульса в пропорциональной камере. Довольно широко распространено ошибочное мнение, что импульс, который возникает в проволочках, обусловлен собиранием электронов из лавин, образовавшихся непосредственно вблизи проволоочки. Если заряд  $Ne$  движется к проволочке, которая играет роль анода, и проходит разность потенциалов  $\Delta u$ , то работа по преодолению электростатических сил равна  $Ne \Delta u$ . Эта работа совершается за счет того, что потенциал приложенного поля поддерживается неизменным с помощью внешнего источника. Таким образом, электрод приобретает заряд  $\Delta Q$ , причем

$$Ne \Delta u = V_0 \Delta Q.$$

Если заряды  $Ne$  движутся в электрическом поле, то значение  $\Delta Q$  будет меняться со временем, т. е. через проволочку потечет ток

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{\Delta Q}{\Delta r} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{Ne}{V_0} \frac{\Delta u}{\Delta r} w,$$

где  $w$  — подвижность зарядов. Поскольку в результате ионизации освобождаются одновременно заряды обоих знаков, ток будет определяться суммарным движением положительных и отрицательных ионов. Вообще говоря,  $w_- \gg w_+$ , но в области сильного электрического поля различие в величине подвижностей не столь велико, так как в сильных полях подвижность электронов также достигает насыщения, а затем начинает уменьшаться.



Большая часть электронов образуется на последней длине среднего свободного пробега. Эти электроны проходят малую разность потенциалов  $\Delta u$ , тогда как положительные ионы должны пройти полную разность потенциалов, и поэтому величина заряда, индуцированного в проволочном электроде, определяется в основном положительными ионами. Вблизи проволочки напряженность электрического поля настолько велика, что, несмотря на меньшую по сравнению с электронами подвижность, положительные ионы дают основной вклад в образование импульса в течение первых 100 нсек.

Время накопления заряда в цилиндрической камере было установлено Уилкинсоном <sup>83</sup>, и его результат легко распространить на многопроволочные пропорциональные камеры, что и было подробно рассчитано Рамом <sup>84</sup>. Если скорость ионов пропорциональна напряженности электрического поля, то импульс, вызванный тем, что заряды  $Ne$  одновременно уходят с центрального электрода, определяется выражением

$$Q(t) = \frac{q}{V_0} Ne [\ln(e^{2\beta(t+t_0)} - 1) - \ln(e^{2\beta t_0} - 1)],$$

где  $q$  — заряд, приходящийся на единицу длины проволочки,

$$\beta = 2q\pi^2 w/s^2 \quad \text{и} \quad t_0 = \frac{1}{\beta} \ln \operatorname{ch}(\pi d/2s),$$

а  $w$  — подвижности положительных ионов.

Для типичной камеры с параметрами  $s = 2$  мм и  $L = 8$  мм, при поданном напряжении  $V_0 = 3$  кв, если считать, что подвижность положительных ионов в Ar равна  $w_{Ar} = 1,3$  см·сек<sup>-1</sup>·в·см<sup>-1</sup>, ионы собираются на сетке за время  $t_{\max} = 145$  мксек, тогда как  $t_0 = 1,8$  нсек и  $\beta = 7$  мксек.

Для интересующих нас времен  $\ll 7$  мксек формула Уилкинсона сводится к

$$Q(t) = (qNe/V_0) \ln[(t + t_0)/t_0].$$

Нарастание импульса с течением времени можно представить с помощью табл. III. Митра <sup>85</sup> рассчитал влияние параметров электрической цепи на форму импульсов, возникающих в многопроволочных пропорциональных камерах. Он показал, что за первые 10 нсек

индуцируется заряд такой же величины, как и за последующие 90 нсек, а за 100 нсек величина индуцированного заряда составляет 14% величины полного заряда, который в камере с промежутком 8 мм индуцируется за время больше 150 мксек.

Когда через камеру проходит заряженная частица, возникает импульс, который представляет собой суперпозицию импульсов, образованных первичными электронами в области газового усиления. Импульс нарастает линейно с изменением времени, причем время нарастания импульса зависит от ширины промежутка  $L$ , угла наклона траектории частицы, расстояния между двумя соседними проволочками  $s$  и сорта газа. Точные данные для времени образования импульса в промежутках различной ширины, наполненных смесью аргона + изобутан, можно найти в работе Стеффена и Ваннуки <sup>86</sup>. Однако чувствительность современных электронных схем, и достигнутые значения коэффициента усиления позволяют регистрировать импульсы всего от нескольких первичных

Таблица III

$t$ , нсек	$Q/Q_{\max}$	$t$ , нсек	$Q/Q_{\max}$
1	0,015	500	0,180
2	0,026	1 мксек	0,200
10	0,065	10	0,320
50	0,120	100	0,775
100	0,140	145	1

электронов. *Важно подчеркнуть, что образование в проволочках отрицательных импульсов происходит главным образом благодаря дрейфу положительных ионов от проволочки, которые собираются на других электродах, т. е. соседних проволочках и высоковольтных пластинах, где возникают положительные импульсы.* •

По-видимому, по крайней мере при больших коэффициентах усиления лавина окружает всю проволочку, так как никакого различия между импульсами, возникающими на проволочках, соседних с той, на которой замыкается лавина, не обнаружено, даже если пучок частиц коллимирован на одной стороне этой проволочки.

5. Предел пропорциональности усиления. Хэнна с сотрудниками<sup>87</sup> наблюдал нарушение строгой пропорциональности амплитуды выходного импульса и первичной ионизации в цилиндрических камерах, когда величина индуцируемого заряда превышала некоторое критическое значение  $Q$ . Авторы заключили, что это явление вызвано влиянием пространственного заряда. В том случае, когда плотность заряда положительных ионов становится равной по порядку величины заряду проволочки, служащей анодом, происходит ослабление поля и усиление прекращается. При этом кривая изменения амплитуды выходного импульса в зависимости от напряжения стремится к насыщению.

Мы уже знаем, что в камере с параметрами  $s = 2$  мм,  $L = 7$  мм,  $V_0 = 4$  кВ и  $q = 2 \cdot 10^{-8}$  к/см лавина охватывает всю проволочку так, что пространственное размытие лавины, вероятно, также составляет по крайней мере 60 мкм. Таким образом, ее суммарный заряд достигает примерно  $7 \cdot 10^8$  элементарных зарядов. Насколько же полный заряд лавины соответствует этому числу? Еще до того, как будет достигнуто предельное значение пространственного заряда, вдоль проволочки может начаться гейгеровский разряд. Но, очевидно, наибольший практический интерес отвечает тому случаю, когда удастся как можно ближе подойти к предельному значению пространственного заряда, если только не требовать сохранения линейности амплитуды выходного импульса в зависимости от потерь энергии.

Для рентгеновских лучей с энергией 5,9 кэВ этот предел соответствует коэффициенту усиления  $3 \cdot 10^6$ . В работе Буклие и др.<sup>88</sup>, где были использованы смеси  $\text{Ag} + \text{CO}_2$  и аргон + изобутан, получены импульсы с амплитудой до 400 мВ, что соответствует коэффициенту усиления  $0,5 \cdot 10^6$ , но работать в этом режиме оказалось неудобным из-за возможности искрового пробоя. Однако эта группа добилась новых успехов в получении режима пропорционального усиления, применив новую газовую смесь аргон + изобутан +  $\text{CF}_3\text{Br}$  (фреон-13Б1)<sup>81</sup>. Вероятно, этот факт объясняется тем, что в такой смеси образуются стабильные тяжелые отрицательные ионы фреона, которые и компенсируют влияние положительного пространственного заряда. Кроме того, фреон сильно поглощает фотоны ультрафиолетового излучения и замедляет процесс распространения стримеров. Чтобы получить эффективность 100% в камере с расстоянием между проволочками 2 мм, количество фреона не должно превышать 0,5% всего объема камеры. На рис. 20 показано распределение амплитуд импульсов, которые получены непосредственно на проволочке с помощью пучка быстрых частиц, в зависимости от величины приложенного напряжения. Эти кривые соответствуют импульсам с амплитудой  $\sim 1$  в на бесконечном сопротивлении нагрузки и коэффициенту усиления  $\sim 10^8$ . В результате развития лавины возникает слабая звуковая волна, которую можно зарегистрировать. Выделяемая в этом процессе энергия сравнима с энергией

тейгеровского разряда при гораздо лучшем времени фронта импульса и практическом отсутствии мертвого времени. Кроме того, фреон-13 делает работу безопасной, так как подавляет возникновение искровых разрядов, вызываемых фотонами. Поэтому, несмотря на электроотрицательные свойства газа, эффективность камеры составляет 100%. Работа

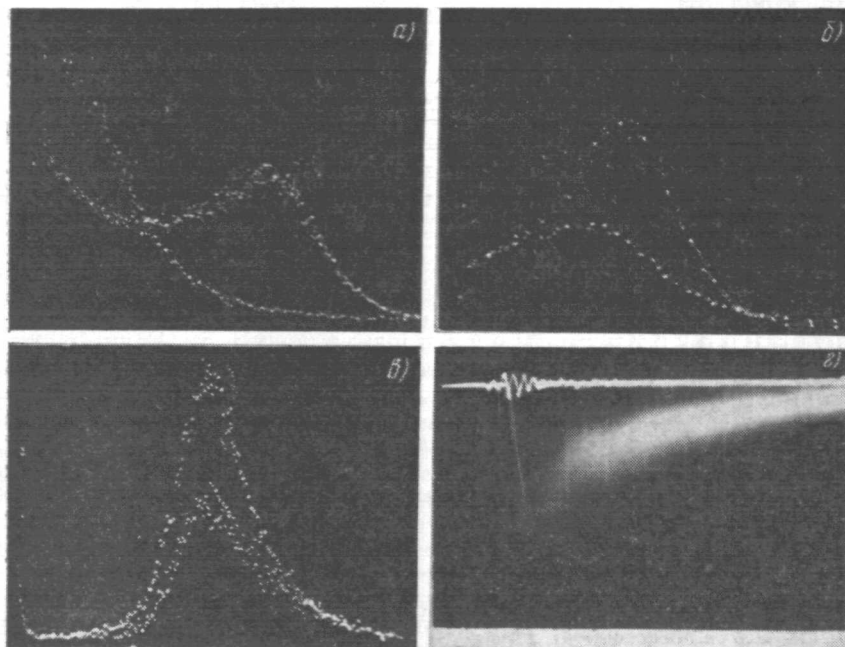
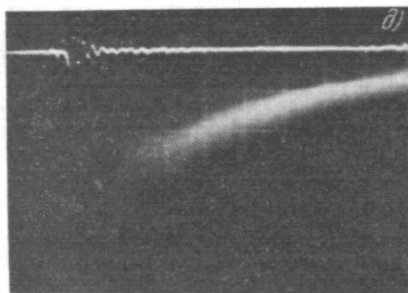


Рис. 20. Пропорциональное усиление у порога насыщения пространственного заряда.

$L = 8$  мм,  $s = 2$  мм,  $d = 20$  мкм. Наполнение: аргон + изобутан (в отношении 4 : 1) + + 0,4% фреона-13Б1. Эффективность камеры равна 100%. Приведена зависимость амплитуды импульса, возникающего на проволочке под действием быстрых электронов и рентгеновских лучей с энергией 5,9 кэв, от величины приложенного напряжения (кв): 4,1 (а), 4,3 (б) и 4,5 кв (в) (при напряжении свыше 4,5 кв амплитуда импульсов не меняется), а также вид импульса на проволочке после эмиттерного повторителя (сопротивление нагрузки 1 ком, масштаб по вертикали 100 мв/см, масштаб по горизонтали 50 нсек) для траекторий, перпендикулярных плоскости камеры (г), под углом  $60^\circ$  к плоскости камеры (д).



со смесью аргона с бромистым этилом, Грюнберг и др. получили на 50-омной нагрузке импульсы с амплитудой 20 мв. Однако весьма трудно сказать, работали ли они в том же самом режиме. Эти авторы также наблюдали незамеченные нами явления, как, например, две отдельные области в распределении амплитуд импульсов<sup>80</sup>.

6. Работа камер вне областей пропорциональности и полупропорциональности. С камерой совершенной конструкции, где напряженность электрического поля вне проволочки не испытывает резкого скачка, можно попробовать выйти из области пропорциональности в ту область значений коэффициента

усиления, где его гораздо труднее контролировать, и ввести в гейгеровский или искровой режим. В этих случаях работа камеры, как это было показано Шарпаком и др.<sup>89</sup>, весьма критически зависит от ее геометрических параметров и сорта газа, используемого для наполнения.

В гейгеровском режиме разряд развивается и распространяется вдоль проволоочки благодаря фотонам. Средний свободный пробег этих фотонов должен быть достаточно малым, чтобы разряд не переходил на соседние проволоочки. Работая со смесью аргона с гептаном, Массонé<sup>90</sup> добился хорошей работы камеры в гейгеровском режиме, получив импульсы с амплитудой 25 в и временем фронта 2 мксек. Штукенберг<sup>91</sup> (DESY) провел тщательное изучение работы камеры в гейгеровском режиме при наполнении ее различными газами.

Шарпак и др.<sup>89</sup> изучили условия работы многопроволочной камеры в режиме искрового счетчика. В этой области можно ожидать результатов, которые имели бы большое практическое значение. Однако нужно еще доказать возможность работы проволочных камер больших размеров в этих двух режимах усиления.

7. Энергетическое разрешение. Если обозначить через  $E$  потери энергии частицы в счетчике, то полное число образованных ею пар ионов равно  $E/W$ , где  $W$  — энергия, необходимая для образования

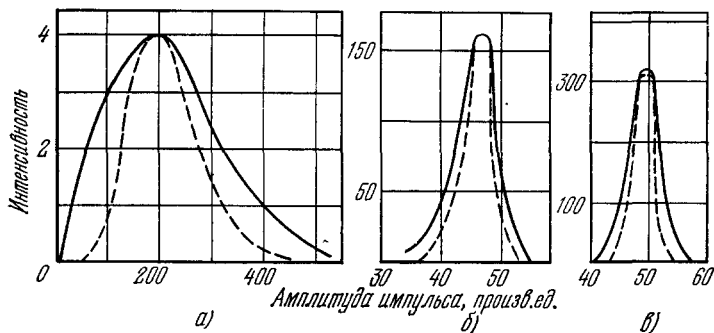


Рис. 21. Относительный вклад флуктуаций коэффициента усиления (штриховые кривые) для рентгеновского излучения различной энергии: Ag,  $L = 0,25$  кэв (а), Cu,  $K = 7,9$  кэв (б) и Mo,  $K = 17,4$  кэв (в).

одной пары ионов. Для газов, обычно используемых в пропорциональных счетчиках, значения  $W$  составляют  $\sim 25$  эв. Флуктуации амплитуд импульсов, получаемых в режиме пропорционального усиления на проволоочках, складываются в основном из флуктуаций полного числа образованных пар ионов  $N = E/W$  и флуктуаций коэффициента усиления.

Керрэн и др.<sup>92</sup> провели очень тщательное изучение вопроса, связанного с флуктуациями величины коэффициента усиления. Они начали с изучения усиления под действием отдельных электронов и показали, что распределение амплитуд импульсов описывается выражением  $N^{1/2}e^{-N}$ . Исходя из этого, они получили, что вклад флуктуаций процесса размножения электронов в относительную дисперсию равен

$$\frac{(\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2)}{\langle N \rangle^2} = 0,68.$$

На рис. 21 приведены расчетные и экспериментальные распределения, показывающие относительный вклад флуктуаций величины коэффициента усиления для излучений различной энергии. Различие экспериментальных и расчетных кривых объясняется флуктуациями числа пар ионов,

образовавшихся в газе под действием излучения. В этих исследованиях использовались рентгеновские лучи, причем энергия образованных ими в газе монохроматических электронов полностью расходовалась на ионизацию. В последнем случае флуктуации числа пар ионов значительно меньше флуктуаций, ожидаемых из распределения Пуассона. Фано<sup>93</sup> показал, что

$$\frac{1}{3\langle M \rangle} < \frac{\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2}{\langle M \rangle^2} < \frac{1}{2\langle M \rangle}.$$

Если объединить наиболее оптимистическую оценку Фано с величиной, полученной Керрэнном и др., то можно найти относительный разброс размеров лавины, образованной  $M$  первичными электронами:

$$(\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2) / \langle v \rangle^2 = 1 / \langle M \rangle.$$

Хэнна и др.<sup>94</sup> провели точные измерения распределений амплитуд импульсов, возникающих под действием моноэнергетических рентгеновских лучей с энергиями 0,25; 2,8 и 17 кэв, которые соответствуют потерям

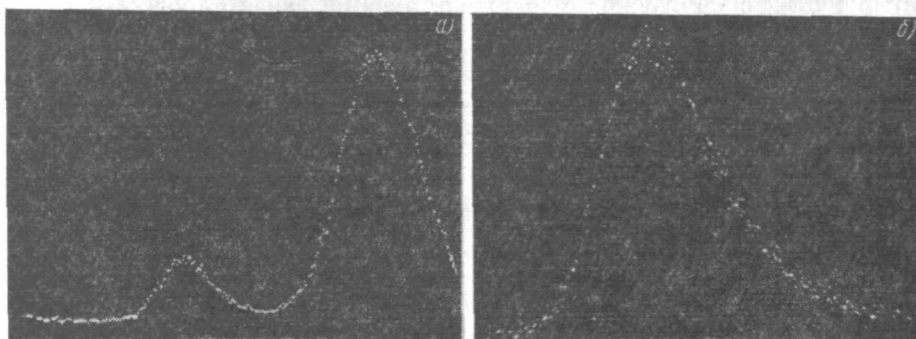


Рис. 22. Распределение амплитуд импульсов для частиц с минимальной ионизиющей способностью.

Газовое наполнение: аргон + изобутан (в отношении 49 : 1). Полная ширина промежутка  $2L = 1$  см. Приведены: калибровочная кривая, полученная с помощью рентгеновских лучей с энергией 5,9 кэв (а), и распределение амплитуд импульсов от электронов с энергией  $\sim 1$  Мэв (б).

энергии заряженных частиц в многопроволочной пропорциональной камере, заполненной аргоном под давлением от 0,1 до 5 см.

Полученные распределения в пределах  $\pm 3$  стандартных отклонений являются гауссовыми с дисперсией  $\sigma^2 \sim 1 / \langle M \rangle$ . Однако для энергий излучения выше 20 кэв разрешение улучшается, но не столь быстро, как предсказывается этой закономерностью. Подробное обсуждение факторов, влияющих на энергетическое разрешение, читатель сможет найти в обзорных статьях Фрэнзена и др.<sup>95</sup>, Керрэна<sup>96</sup> и Уэста<sup>97</sup>.

Надо иметь в виду, что при регистрации заряженных частиц добиться хорошего разрешения труднее, поскольку здесь добавляются флуктуации коэффициента усиления и флуктуации потерь энергии частицы, распределение которых имеет большую ширину. Когда частицы падают нормально к плоскости проволочного электрода, они проходят одинаковый слой газа толщиной  $2L$ , а их потери энергии имеют довольно широкий спектр, как это показано на рис. 22. Если частицы пересекают камеру под произвольными углами, а импульсы снимаются с каждой отдельной проволочки, то средняя ширина слоя газа на пути частицы будет меняться от  $s$  (расстояние между проволочками) до  $2L$  (высота камеры).

Если все проволочки на входе усилителя соединены вместе, то энергия, приходящаяся на несколько проволочек, суммируется, и при условии, что все проволочки имеют одинаковое усиление, камеру можно использовать для измерения удельных потерь энергии частиц. К таким камерам, которые можно применять для разделения частиц по их ионизирующей способности, в некоторых лабораториях проявляется большой интерес<sup>72, 98</sup>.

**8. Эффективность камер.** Эффективность регистрации заряженных частиц проволочной пропорциональной камерой зависит от величины удельной ионизации, угла падения частиц и временного разрешения камеры. Разрешающие времена, достигнутые при работе с многопроволочными пропорциональными камерами, указывают на то, что электроны, используемые для регистрации частиц, образуются, как правило, в слое газа толщиной не более 2 мм. Таким образом, применяя камеры с расстоянием между проволочками  $s = 2$  мм, мы можем ожидать, что неэффективность камеры для частиц, падающих под произвольными углами, будет приблизительно равна  $\exp(-Sl)$ , где  $l = 0,2$  см, а  $S$  — число первичных  $\delta$ -электронов с энергией, превышающей порог регистрации электроники.

Таблица IV

Порог регистрации (пар ионов) . . . . .	1	8	10	15	18	28
Неэффективность регистрации в слое аргона толщиной 2 мм, ед. $10^{-3}$ . . . . .	3	3	8	36	47	63

В табл. IV приводятся расчетные значения неэффективности камеры, полученные в предположении, что флуктуации потерь энергии подчиняются распределению Ландау, хотя, как показано на рис. 23<sup>99</sup>, оно

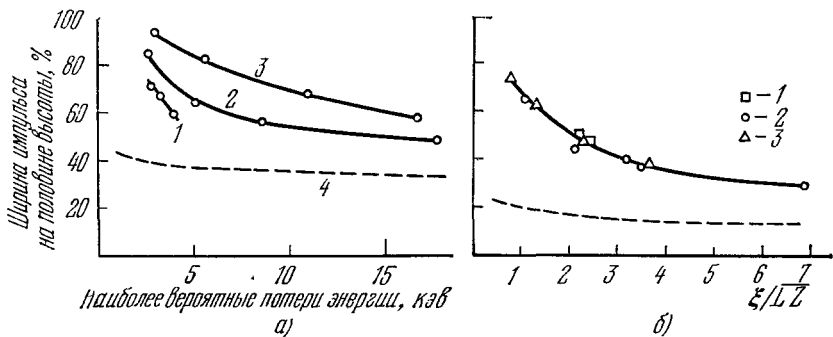


Рис. 23. Зависимость ширины распределения потерь энергии на половине высоты для частиц с минимальной ионизирующей способностью от величины наиболее вероятных потерь энергии в Ne (1), Ar (2) и Kr (3) (4 — распределение Ландау для Ar)<sup>99</sup>.

слишком узко по сравнению с экспериментально наблюдаемым распределением. Кроме того, в этом расчете пренебрегали конечной шириной энергетического разрешения камеры. Поэтому его следует считать оптимистической оценкой величины неэффективности.

Тем не менее многие авторы<sup>89, 100-102, 86</sup> в широкой области приложенных напряжений получили значения эффективности от 99,5 до 99,9%.

Это свойство пропорциональных камер, по-видимому, не зависит от числа частиц, одновременно пересекающих камеру, что было проверено в работе Бемпорэда и др.<sup>100</sup> для нескольких (до четырех) одновременных траекторий.

9. Разрешающее время. Разрешающим временем камеры можно назвать максимальный разброс времени задержки между моментом прохождения частицы через камеру и моментом поступления импульса на логическую схему. Если на камеру падает пучок частиц, то время возникновения импульса на проволочке будет сильно зависеть от расстояния между траекторией частицы и проволочкой. На рис. 24 приведено типичное распределение значений разрешающего времени, причем каждому участку распределения соответствует определенное пространственное положение траектории. Распределение имеет узкий пик, длинный хвост и небольшую промежуточную область. Хвосты распределения задержанных импульсов, соответствуют траекториям, пересекающим среднюю плоскость камеры вне чувствительной области рассматриваемой проволочки, и не дают вклада в увеличение эффективности. В том случае, когда имеются наклонные траектории, эти хвосты могут уменьшить разрешающую способность камеры к регистрации нескольких частиц. Если выбрать подходящую ширину интервала времени пропуска импульсов, можно избавиться от задержанных импульсов в случае, когда время появления частицы задается быстрым сигналом, поступающим с других детекторов.

Хвост распределения исчезает, если соединить проволочки камеры таким образом, чтобы ее можно было использовать в качестве счетчика. Стеффен и Ваннуки<sup>86</sup> нашли, что ширина хвоста распределения пропорциональна ширине промежутка  $L$ . Как впервые показали Грюнберг и др.<sup>80</sup>, существует еще один способ избежать задержанных импульсов — ввести в газ электроотрицательные примеси. При введении бромистого этила авторам этой работы удалось ограничить чувствительный объем цилиндрической поверхностью, расположенной concentрично проволочке, с радиусом  $< s/2$ . Для этой цели очень удобно и эффективно использовать различные фреоны: добавка малых количеств фреона может резко уменьшить размеры чувствительной области вокруг проволочки. Влияние таких добавок существенно зависит от типа используемого фреона. Было показано, что камеры хорошо работают в области пропорционального усиления, когда используется смесь аргона с фреоном-12 ( $CCl_2F_2$ ). Если доля фреона в смеси составляет 30%, то эффективность камеры равна 100%, но пик распределения амплитуд импульсов сдвигается в сторону низких

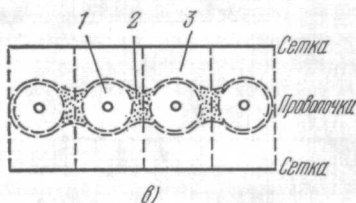
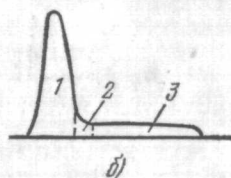
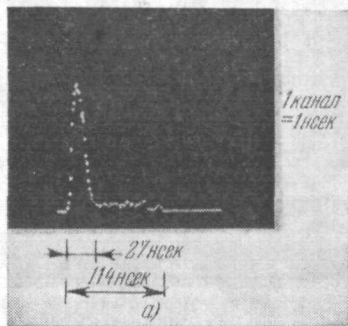


Рис. 24. Типичное распределение времени запаздывания импульсов, возникающих на проволочке.

$s = 2$  мм,  $L = 4$  мм,  $V = 3,2$  кв. Наполнение: аргон + изобутан. а) Распределение времени запаздывания импульса на проволочке по отношению к импульсу от сцинтилляционного счетчика; б-в) соответствие областей распределения времени запаздывания геометрическому положению траектории частицы<sup>86</sup>.

энергий. Полная ширина кривой временного разрешения на половине высоты составляет 25 нсек (рис. 25, а). С увеличением уровня дискриминации импульсов эффективность уменьшается, а разрешающее время улучшается, достигая значения 2,4 нсек при эффективности 0,5% (рис. 25, б и в). Этот факт наводит на мысль, что импульсы малой амплитуды вызваны частицами, пересекающими плоскость проволочек далеко от самих проволочек. Поэтому, если отбирать импульсы, попадающие в достаточно

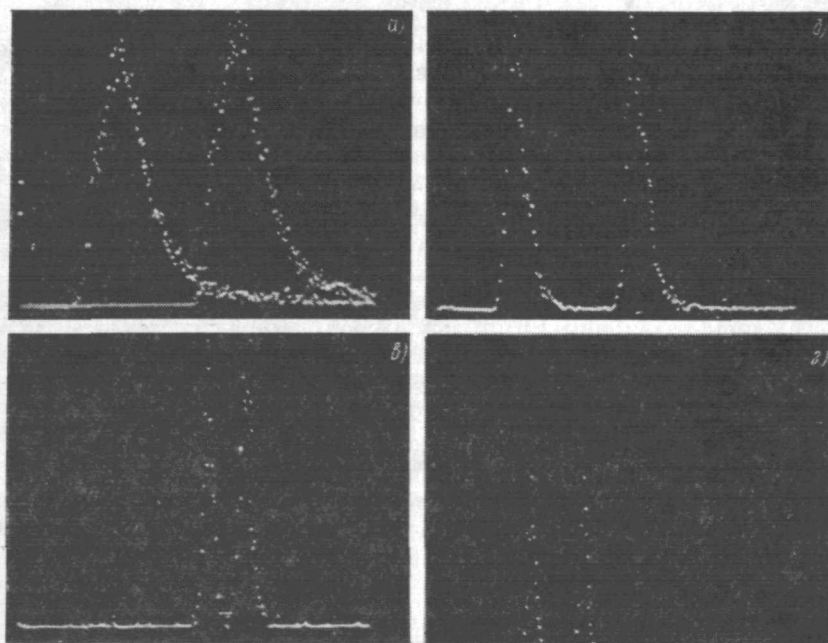


Рис. 25. Спектры временного разрешения импульсов в камере, наполненной смесью аргон + фреон-12.

а) Аргон + фреон-12 ( $\text{CCl}_2\text{F}_2$ ) в отношении 3 : 7;  $V = 4,5$  кв,  $s = 2$  мм,  $L = 8$  мм. Область пропорционального усиления. Эффективность 99%. Калибровочный пик при 32 нсек. Полная ширина кривой на половине высоты равна 25 нсек. б) В тех же условиях, но для более высокого порога чувствительности. Эффективность 12%. Калибровочный пик при 32 нсек. Полная ширина кривой на половине высоты равна 3,7 нсек. в) В тех условиях, но для еще большего порога чувствительности. Эффективность 0,7%. Калибровочный пик при 10 нсек. Полная ширина кривой на половине высоты равна 2,4 нсек. г) Гелий + фреон-13 ( $\text{CF}_3\text{Br}$ ) в отношении 23 : 2;  $V = 7,1$  кв. Эффективность 20%. Калибровочный пик при 16 нсек. Полная ширина кривой на половине высоты 2,5 нсек.

узкий временной интервал, можно выделить только те траектории, которые проходят вблизи проволочек. Таким образом, мы приходим к простому способу создания коллиматора, почти не содержащего вещества.

Если поднять высокое напряжение, приложенное к камере, то, используя фреон-12, мы не получим заметного увеличения амплитуды импульса. Совсем по-другому ведет себя камера с добавкой фреона-13Б1 ( $\text{CF}_3\text{Br}$ ) к смеси аргона с изобутаном. В этом случае работа камеры существенно улучшается без перехода в гейгеровский режим, как это отмечалось выше.

10. Предел уменьшения разрешающего времени. Если поставить перед собой задачу — улучшить временное разрешение, сохранив высокую эффективность, то первый и самый очевидный путь ее решения заключается в уменьшении расстояния  $s$  между проволочками. Было найдено, что при тщательном изготовлении даже камеры



с  $s = 1$  мм работают нормально. Некоторые созданные в последнее время камеры (имеются в виду разборные камеры площадью  $20 \times 20$  см<sup>2</sup>, построенные Муратори и его коллегами в ЦЕРН) с  $s = 1,2$  мм, промежутком  $L = 3$  мм, алюминиевыми электродами и вольфрамовыми проволочками диаметром 20 и 10 мкм позволили получить импульсы с амплитудой около 100 мв, что близко к предельному значению, ограниченному пространственным зарядом. При этом разрешающее время при эффективности 100% равно 18 нсек. Для промежутка между проволочками  $s = 2$  мм разрешающее время равно 24 нсек, а для  $s = 3$  мм оно 36 нсек (все камеры наполнялись смесью аргон + изобутан). По-видимому, различные газы позволяют получить приблизительно одинаковое разрешающее время. Однако даже в том случае, когда ширины двух распределений на половине высоты практически одинаковы, вблизи оснований этих распределений ширины,

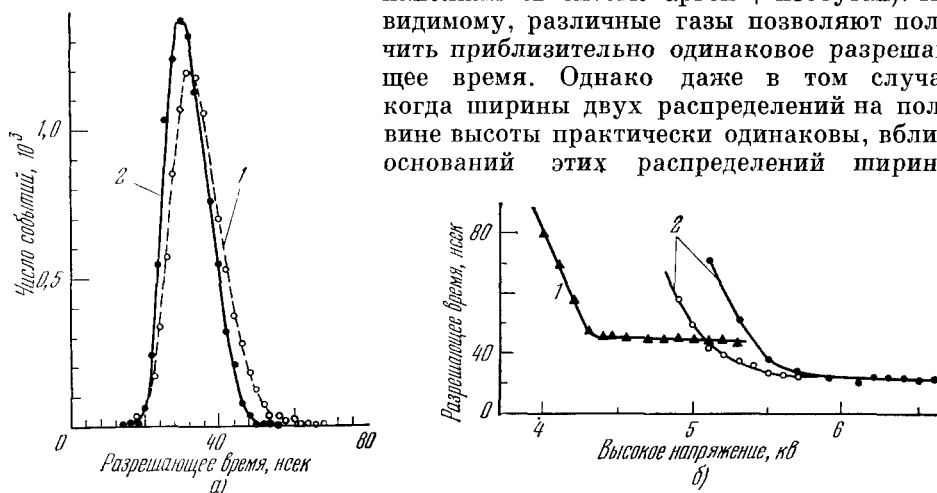


Рис. 26. Зависимость временного разрешения импульсов от газового наполнения. Импульсы получены от 32 проволочек, соединенных с 32 электронными схемами согласно схеме рис. 31.  $s = 2$  мм,  $L = 8$  мм. Наполнение  $Ar + CO_2$  (4 : 1) при  $V = 4,5$  кв (1) и аргон + изобутан (4 : 1) при  $V = 5,6$  кв (2). а) Обе кривые имеют одинаковую полную ширину на половине высоты (всего  $10^4$  событий); б) различие значений разрешающего времени на  $\sim 10$  нсек в камере, наполненной смесями  $Ar + CO_2$  и аргон + изобутан, при эффективности  $>99\%$  <sup>103</sup>.

отвечающие эффективности 99%, могут различаться. Это обстоятельство было отмечено Амато и др. (ЦЕРН — Каена) <sup>103</sup>, которые обнаружили увеличение разрешающего времени для смеси  $Ar + CO_2$  на 10 нсек (рис. 26). Согласно рис. 16 скорость дрейфа электронов в смеси  $Ar + CO_2$  медленно меняется с изменением напряженности электрического поля. Таким образом, можно предположить, что хвост задержанных импульсов обусловлен электронами, которые образуются в области слабого радиального поля между двумя проволочками. Если предположить, что смесь аргон + изобутан ведет себя так же, как смесь аргон + метан, и учесть рис. 20, то можно сказать, что скорость дрейфа, которую приобретают электроны в очень слабом поле, в этой смеси гораздо выше, чем в смеси  $Ar + CO_2$ . Этот факт может объяснить различие кривых разброса задержки импульсов для двух перечисленных газовых смесей.

Однако предел уменьшения разрешающего времени все же существует. Когда среднее расстояние между первичными ионами по порядку величины равно половине расстояния между проволочками, начинает играть роль удельная ионизация частиц с минимальной ионизирующей способностью. Разумеется, изготовить камеры с расстоянием между проволочками много меньше 1 мм довольно трудно. Фишер и Шибата <sup>104</sup> упоминают об использовании камеры с  $s = 0,27$  мм. Был испытан вариант, в котором камеры располагались ступенями друг относительно друга, так что проволочки одной камеры были сдвинуты относительно проволочек

последующей, а время попадания частиц задавалось первыми импульсами <sup>89</sup>. Такой метод действительно позволил несколько улучшить разрешающее время. На рис. 27 показано, как меняется разрешающее время при использовании трех последовательных камер (1, 2 и 3).

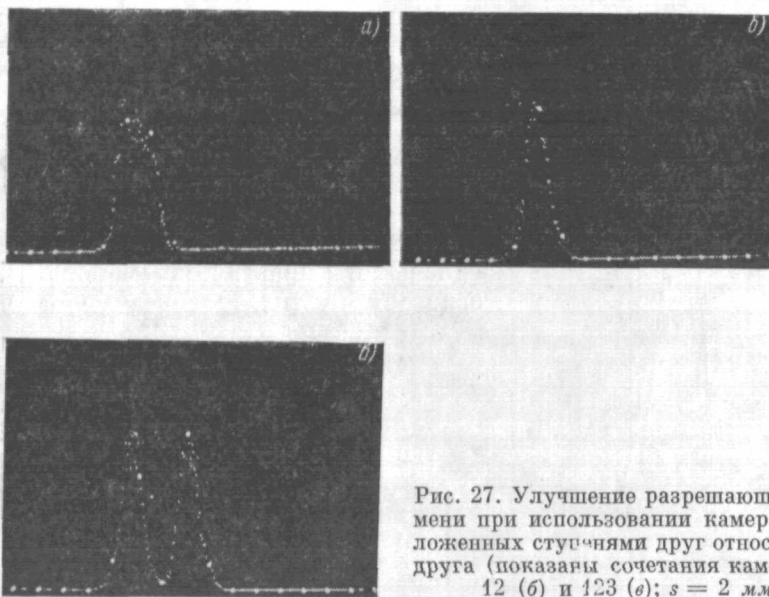


Рис. 27. Улучшение разрешающего времени при использовании камер, расположенных ступенями друг относительно друга (показаны сочетания камер 1 (а), 12 (б) и 123 (в);  $s = 2$  мм).

11. Пространственная точность и пространственное разрешение. Пространственная неопределенность положения траектории частицы равна расстоянию между проволочками  $s$ ,

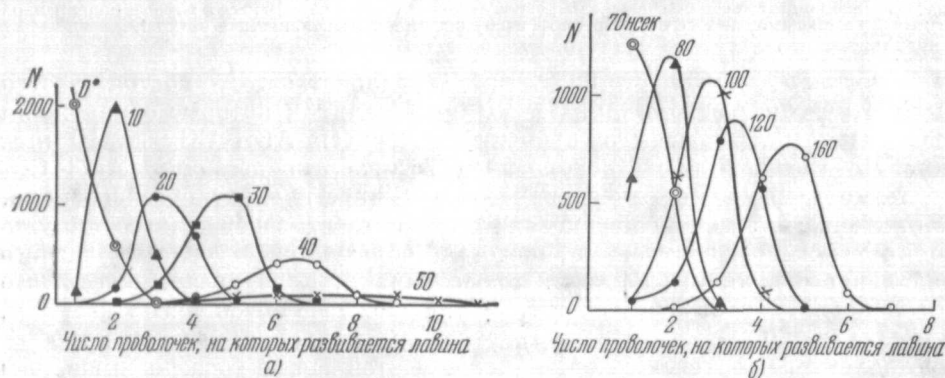


Рис. 28. Зависимости числа проволочек, на которых развивается лавина, от угла наклона траектории (а) (разрешающее время 160 нсек) и от разрешающего времени (б) для угла падения  $30^\circ$  от нормали к плоскости камеры и  $s = 2$  мм (цифры у кривых рисунка б) означают разрешающее время в нсек) <sup>81</sup>.

а стандартное отклонение прямоугольного распределения с шириной  $s$  составляет приблизительно  $s/3$ . Все контрольные измерения, проведенные с помощью трех или четырех камер, помещенных в пучок частиц, дают сопоставимые с этим значением результаты. С увеличением угла наклона частицы точность, которую можно получить с помощью искровых камер, падает. В то же время при использовании многопроволочных пропорцио-

нальных камер она не меняется, так как наклонно идущая частица регистрируется ббльшим числом проволок. Во всех газах, не содержащих электроотрицательных примесей, число этих проволок зависит от длины следа частицы и от величины разрешающего времени. На рис. 28, а и б приведены кривые зависимости числа проволок, на которых развивается разряд, от угла наклона траектории частицы и величины разрешающего времени. Увеличение числа проволок, очевидно, не снижает точности измерения координаты, а лишь дает некоторую добавочную информацию об угле наклона. С уменьшением разрешающего времени число соседних проволок, регистрирующих частицу, уменьшается.

В фокальной плоскости спектрометров траектории, как правило, сильно наклонены. Если не анализировать каждое событие отдельно, а соединить каждую проволочку со своим счетчиком, то это приведет к уменьшению пространственного разрешения, которое можно исправить двумя способами. Для этого необходимо либо ввести порцию электроотрицательного газа, что резко ограничит размер чувствительной области вблизи проволочки, как это уже отмечалось Грюнбергом<sup>80</sup>, либо предусмотреть, чтобы первый импульс, возникший в камере, немедленно заблокировал все другие счетчики для того, чтобы не пропустить задержанные импульсы. Преимуществом этого метода является сохранение высокой эффективности и хорошего энергетического разрешения, которые требуются для разделения частиц по их ионизирующей способности, что как раз и необходимо в спектрометрах. Однако при работе камер в магнитном поле, когда частицы пересекают камеру под самыми различными углами, вероятно, более выгодно использовать электроотрицательные добавки, обладающие большим сечением прилипания электронов. Это приведет к уменьшению числа случайных срабатываний и к улучшению разделения двух соседних траекторий.

Смесь аргон + изобутан + фреон-13Б1, предложенная Буклие и др.<sup>81</sup>, позволяет получить эффективность 100% для камер с расстоянием между проволочками 2 мм. Но размер чувствительной области в этой смеси уменьшается до ~2 мм, поэтому для частицы с углом падения 40° импульс возникает только в двух соседних проволочках (рис. 29). В некоторых экспериментах это свойство может оказаться важным преимуществом многопроволочных пропорциональных камер по сравнению с обычными проволочными искровыми камерами.

12. Многосеточные конструкции камер. Применение сеток, «прозрачных» для прохождения электронов, позволяет разделить область, где происходит усиление, и область дрейфа. Электростатические свойства таких систем широко изучались в связи с задачами измерения ионизации. Шарпак и др.<sup>89</sup>, Амато<sup>105</sup> и Наварро<sup>106</sup> использовали сетки

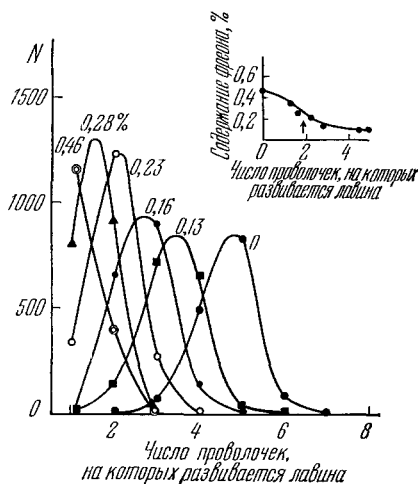


Рис. 29. Зависимость числа проволок, на которых развивается лавина, от процентного содержания фреона-13Б1 в смеси аргон + изобутан + фреон-13Б1.

Угол падения  $\theta = 30^\circ$ . Приведенные данные, возможно, имеют большую абсолютную ошибку определения содержания фреона<sup>81</sup>. Недавно проведенные расчеты показали, что указанные значения содержания фреона следует увеличить примерно в два раза.

в многопроволочных пропорциональных камерах. Камеры такой конструкции могут стать незаменимыми при создании детекторов большого объема, особенно в тех случаях, когда они работают при высоких давлениях, например для увеличения эффективности регистрации рентгеновских лучей.

13. Положительные индуцированные импульсы. Положительные импульсы, индуцированные в соседних проволочках, позволяют легко выделить ту проволочку, на которой развивается лавина. Кроме того, эти импульсы могут найти и другое применение. Так, например, импульсы с высоковольтных электродов можно использовать для получения сигнала, пропорционального полным потерям энергии частицы в камере, либо для измерения второй координаты в том случае, когда высоковольтный электрод изготовлен из проволочек или полосок, расположенных под некоторым углом к усиливающим проволочкам<sup>87,107</sup>.

Положительные импульсы тем труднее регистрировать, чем меньше различие между полным зарядом лавины и зарядом изображения, переносимым проводниками, окружающими активную проволочку. В камерах с расстоянием между проволочками  $s = 2$  мм величина заряда на активной проволочке приблизительно в пять раз больше, чем на соседних. Чтобы увеличить амплитуду сигнала, индуцированного на проволочках высоковольтного электрода, желательно приблизить их к активным проволочкам, уменьшив ширину промежутка  $L$ <sup>89</sup>. Кроме того, положительные импульсы на высоковольтном электроде, изготовленном из проволочек, расположенных параллельно активной проволочке, можно использовать для запоминания номера активной проволочки, поскольку центральные проволочки и проволочки высоковольтного электрода можно группировать независимо друг от друга.

14. Влияние магнитного поля. Пропорциональные камеры испытывались в магнитных полях напряженностью до 45 кгс<sup>89</sup>. В этих опытах никакого сколько-нибудь существенного влияния магнитного поля на величину эффективности камер не наблюдали. В том случае, когда проволочки натянуты параллельно полю, электроны, прежде чем они соберутся на одной из центральных проволочек, испытывают боковое смещение в направлении, определяемом  $[E \times B]$ . Экспериментально было обнаружено, что скорость дрейфа электронов в аргоне при  $B \gg 3$  кгс меняется линейно в соответствии с эмпирическим соотношением.

$$W = 0,9 B \text{ (кгс)} \cdot 10^5 \text{ см/сек},$$

Если разрешающее время камеры мало и составляет, скажем, 50 нсек, то регистрируются только те электроны, которые оказались вблизи проволочки, и боковое смещение электронов в поле с напряженностью 20 кгс не превышает в этом случае 1 мм. Такое смещение должно вызывать только увеличение числа регистрирующих частицу проволочек и не влияет на точность.

15. Дрейфовые камеры. Этот метод, разработанный Брессани и др.<sup>32</sup>, состоит в том, что к многопроволочной пропорциональной камере добавляется отсек, в котором происходит дрейф электронов. Электроны, которые образуются в этой области, двигаясь под действием однородного электрического поля, проходят сквозь сетчатый электрод и попадают в пропорциональную камеру, где и регистрируются. Время, затраченное электроном на прохождение области дрейфа, позволяет изменить положение траектории. Этот метод определения координаты имеет

точность, ограниченную реальной шириной траектории, которая обусловлена  $\delta$ -электронами, диффузией электронов и ошибками в измерении времени.

Имеющийся опыт показывает, что в тех случаях, когда ширина области дрейфа превышает  $10 \text{ см}^{108}$ , а ширина слоя газа в камере равна  $1 \text{ см}$ , можно добиться эффективности  $100\%$  для частиц с минимальной ионизирующей способностью. В этом эксперименте была получена точность  $\pm 0,1 \text{ мм}$  на сетке и  $\pm 0,13 \text{ мм}$  на расстоянии  $1,4 \text{ см}$  от нее. Ухудшение точности было вызвано диффузией электронов.

Весьма замечательным обстоятельством является корреляция положения траектории и времени, за которое электрон пересекает область дрейфа. Эта корреляция настолько значительна, что для заданного положения траектории удалось получить разрешающее время (полная ширина кривой на половине высоты)  $5 \text{ нсек}^{32}$ . Таким образом, если использовать это свойство, можно улучшить разрешающее время пропорциональных камер по крайней мере до значений, близких к полученному. Разумеется здесь необходимы дальнейшие исследования, особенно вопроса влияния магнитного поля на работу камер.

16. Проблемы, связанные с изготовлением камер. При изготовлении многопроволочных пропорциональных камер наряду с проблемами, обычными для проволочных искровых камер, возникают свои специфические трудности. Одна из них состоит в том, что в камере не должно быть областей с полем, превышающим поле вблизи усиливающих проволочек.

Ряд трудностей возникает также при изготовлении камер больших размеров. Трипп <sup>109</sup> исследовал нарушение механической устойчивости, вызываемое электростатическими силами. Так, например, проволочки центральной плоскости находятся в неустойчивом состоянии, поскольку они имеют заряд одного знака и испытывают взаимное отталкивание. Сила натяжения проволочки  $T$  связана с длиной проволочки  $l$  и зарядом на единицу длины проволочки  $q$  соотношением

$$T = q^2 l^2 / s^2.$$

Для камеры с расстоянием между проволочками  $s = 2 \text{ мм}$ , находящейся под напряжением  $3 \text{ кВ}$ , сила натяжения равна  $\sim 100 \text{ г}$ , что в два раза превышает предел прочности молибденовой проволочки диаметром  $20 \text{ мкм}$ . Если натяжение проволочек будет слишком мало, то проволочки разойдутся в противоположные стороны от центральной плоскости, что приведет к возникновению искр. Чтобы предотвратить отклонение проволочек от центральной плоскости, приходится через каждые  $10 \text{ см}$  перпендикулярно к ним натягивать прочные нейлоновые нити.

Изготовленные таким образом камеры больших размеров работают достаточно хорошо, однако одна из групп на ускорителе в Орсе <sup>110</sup> обнаружила уменьшение эффективности вблизи нейлоновых нитей. Этот недостаток можно исправить, если рядом с нейлоновой натянуть металлическую нить с потенциалом, равным или превышающим потенциал той плоскости, в которой идет эта металлическая нить. Объединенная группа ЦЕРН — Гейдельберг показала, что вместо нейлоновых нитей можно использовать металлическую проволочку с виниловой изоляцией. На рис. 30 приведены кривые зависимости эффективности от величины потенциала, приложенного к такой проволочке. Использование проволочек с хорошей изоляцией, например, из тефлона, приводит к тому, что полностью скомпенсировать уменьшение эффективности не удается и, кроме того, появляется механическая неустойчивость. Таким образом, по-видимому, основной причиной этого дефекта является наличие зарядов в изоляции, поддерживающей проволочки. Одна из групп ЦЕРН обнаружила, что

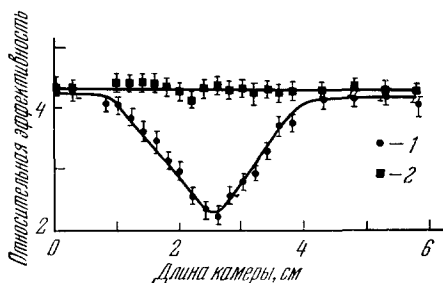


Рис. 30. Изменение эффективности вблизи поддерживающей проволочки.

Чтобы предотвратить отклонение центральных проволочек от средней плоскости, перпендикулярно им натянута металлическая проволочка с виниловой изоляцией. Приведены кривые эффективности для случая, когда на поддерживающей проволочке нет напряжения (1) и для напряжения на поддерживающей проволочке  $1,2 \text{ кВ}$  (2),  $s = 3 \text{ мм}$ ,  $V = 2,5 \text{ кВ}^{88}$ .

использование поддерживающих проволочек с виниловой изоляцией хотя и приводит к восстановлению эффективности, но часто сопровождается возникновением низкочастотного пробоя между ними и центральными проволочками. Этого недостатка можно избежать, если поместить между плоскостями центральных и поддерживающих проволочек тонкий слой майлара толщиной 1 м.м. В ЦЕРН для изготовления камер обычно используют молибденовые или вольфрамовые проволочки диаметром 20 м.к.м, покрытые золотом.

При изготовлении первых пропорциональных камер<sup>74</sup> на концах проволочек, где они проходили сквозь рамку из диэлектрика, устанавливались охранные полоски. Они играли такую же роль, как и охранные кольца в цилиндрических камерах, и, кроме того, препятствовали возникновению искр на проволочках. Если на этих полосках поддерживать потенциал, равный потенциалу соответствующих плоскостей в газе, то они будут играть ту же роль, которую играют кольца, предложенные Керрэнном для цилиндрических камер. В этом случае полезная чувствительная область начинается сразу же за самой полоской.

В некоторых лабораториях считается более удобным вместо экранных полосок использовать высоковольтные плоские электроды, изготовленные из проволочек, расположенных перпендикулярно центральному проволочкам. Такой высоковольтный электрод не доходит до краев камеры, а на крайние проволочки подается постепенно спадающий потенциал<sup>111</sup>.

Несмотря на то, что существует много методов изготовления небольших камер, при создании камер больших размеров появляются новые нерешенные проблемы, и в настоящее время в ЦЕРН ведут интенсивные поиски путей преодоления этих трудностей. Так, например, если необходимо, чтобы усилители в цепи каждой проволочки обладали большой чувствительностью, скажем 0,3 мв, то нельзя забывать, что проволочки длиной в несколько метров могут служить хорошей антенной. Если при изготовлении высоковольтных электродов соблюдены определенные меры предосторожности, то они могут обеспечить хорошее электростатическое экранирование. Эти вопросы весьма тщательно изучались группой ЦЕРН — Гейдельберг<sup>102</sup>.

17. Обработка данных, полученных с помощью пропорциональных камер. Высокая стоимость, а также трудности, с которыми приходится сталкиваться при изготовлении усилителей и логических схем для каждой проволочки, привели к поискам путей их преодоления с помощью кодирования и аналоговых методов.

17.1. *Кодирование.* Буклие и др.<sup>112</sup> предложили сложный метод кодирования, в котором проволочки через трансформаторы подключались к двум различным группам усилителей.

Другая возможность заключается в использовании сигналов, индуцированных на катоде. Если высоковольтный электрод разделен на проволочки или полоски, обращенные в сторону групп центральных проволочек, то всякий раз, когда на какой-либо из центральных проволочек возникнет лавина, проволочка или полоска высоковольтного электрода будут передавать индуцированный в них сигнал. Если сгруппировать центральные проволочки надлежащим образом, то можно осуществить двумерное кодирование.

17.2. *Аналоговые методы.* В некоторых экспериментах были сделаны попытки использовать в работе с многопроволочными пропорциональными камерами некоторые аналоговые методы, сходные с теми, которые используют в экспериментах с искровыми камерами.

Если проволочки соединены последовательно, то различие во времени прихода импульсов на обоих концах линии определяет положение активной проволочки<sup>112, 113</sup>. Когда проволочки соединены с линией, обладающей затуханием, отношение амплитуд импульсов на обоих концах линии также зависит только от положения активной проволочки<sup>112</sup>. Ринди и др.<sup>114</sup> соединяли проволочки со стандартной линией задержки и обнаружили, что и в этом случае можно без труда найти активную проволочку. Эти попытки, на наш взгляд, вряд ли значительно упростят дело. Наоборот, они лишают многопроволочные пропорциональные камеры одного из их неоспоримых преимуществ — высокого разрешающего времени.

Стоимость затрат на усиление импульсов в расчете на каждую проволочку относительно невелика, а проблемы, связанные с кодированием или применением аналоговых методов, значительно упростятся, если получить импульсы с амплитудой  $\sim 1$  в на низкой нагрузке. Вот почему многие группы пошли по пути создания необходимых электронных схем, стремясь полностью использовать потенциальные возможности пропорциональных камер.

17.3. *Использование усилителя и логической схемы на каждой проволочке.* Существует несколько видов дешевых усилителей на интегральных схемах (стоимостью 1—2 доллара), позволяющих увеличивать амплитуду импульсов, приходящих с проволочек, до  $\sim 1$  в. Если выбрать порог чувствительности 0,5 мв, сопротивление нагрузки

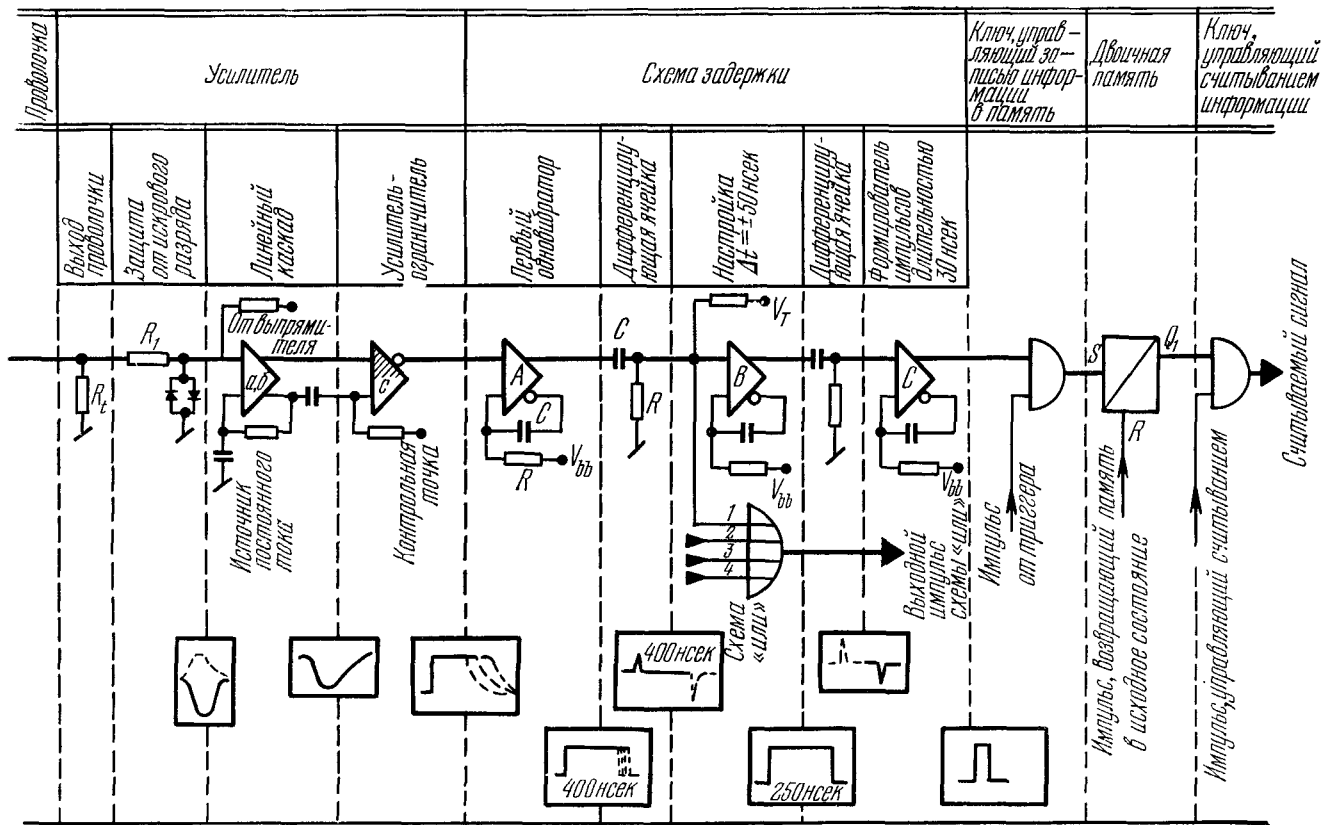


Рис. 31. Схема задержки импульсов.

Диаграмма иллюстрирует функции, которые выполняет электронная схема на каждой проволочке: усиление, задержка, совпадение и запоминание импульсов, а также вид импульсов в контрольных точках <sup>103</sup>.

1 ком и рабочее напряжение 4 кв, то можно добиться эффективности камеры 100%, причем размеры плато по напряжению превысят 800 в. Это, конечно, превосходные условия для работы, а уменьшение размера плато позволяет еще больше увеличить порог чувствительности. В первых образцах камер использовались простые и дешевые усилители, разработанные Амато на основе дискретных элементов<sup>115</sup>. В той же группе были изготовлены хорошо зарекомендовавшие себя в работе усилители тока с входным сопротивлением всего 20 ом, нечувствительные к большим емкостным нагрузкам.

Тарле и Вервейж<sup>116</sup> описали работу усилителя, выполненного на основе усилителя Моторола MC 1035 с порогом 0,5 мв. Многие группы использовали эту схему в качестве основы для своих усилителей.

После того как достигнута достаточная величина амплитуды импульса, необходимо решить несколько других проблем, подходы к которым могут быть самыми различными. Первоочередной задачей является восстановление одного из самых важных свойств искровых камер — памяти, которая отсутствует у многопроволочных пропорциональных камер.

Импульсы от проволочек приходят даже раньше импульсов от фотоумножителей. Поэтому, вообще говоря, их необходимо задержать, прежде чем они, пройдя электронный ключ, работа которого контролируется быстродействующей логической схемой, поступят в блок памяти. Были предложены две схемы, выполняющие эту задачу.

1) **Схема задержки импульсов.** В этой схеме импульсы задерживаются на определенное время, обычно порядка 300 нсек, с помощью либо линии задержки, либо заднего фронта импульса одновибратора. Прежде чем попасть в блок памяти, эти импульсы должны пройти ключ, работой которого управляет быстродействующая схема, позволяющая выделить нужное событие, куда поступают импульсы от сцинтилляционных счетчиков или самих камер. В этом случае импульсы от групп проволочек должны поступать на схему типа «или», которая вырабатывает управляющий сигнал.

Три схемы такого типа были изготовлены в различных группах ЦЕРН и еще нескольких других лабораториях. Пример такой схемы приведен на рис. 31. Здесь возникает трудность технического характера, которая состоит в том, что необходимо добиться одинакового времени задержки в цепи каждой проволочки. В одних лабораториях предпочитают использовать для этой цели длинный печатный кабель, тогда

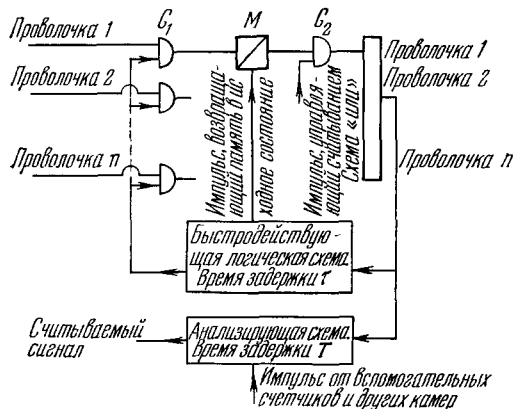


Рис. 32. Схема Паже.

Импульсы от каждой проволочки проходят ключи  $G_1$ , запоминаются, после чего ключи  $G_1$  закрываются.

ментов (рис. 32): ключ  $G_1$ , блок двоичной памяти  $M$  и ключ  $G_2$ . Ключ  $G_1$  открыт. Импульс, образованный на какой-либо проволочке, проходит через  $G_1$  и изменяет состояние памяти  $M$  на обратное. Затем импульс через ключ  $G_2$  поступает на схему «или», где он смешивается с импульсами от других проволочек. Через некоторое время  $\tau$  импульс на выходе схемы «или» закрывает все ключи  $G_1$ . Ключи  $G_1$ , кроме того, могут быть закрыты с помощью сигналов от сцинтилляционных счетчиков. Разрешающее время определяется только величиной  $\tau$ . После того как импульсы поступили в блок памяти, необходимо время  $T$ , за которое выясняется, приемлемо ли зарегистрированное событие, нужно ли передать информацию о нем дальше или ее нужно стереть, после чего все ключи  $G_1$  открываются вновь. Время  $T$  можно выбирать сколько угодно большим, так как оно не влияет на величину разрешающего времени  $\tau$ . По существу время  $T$  является временем выбора решения, а также мертвым временем,

как в других — одновибратор. Разброс времени задержки импульсов в цепях проволочек увеличивает величину разрешающего времени. На рис. 26 было показано, что с помощью системы, работающей по такому принципу, были получены разрешающие времена 35 и 45 нсек для смеси аргона + изобутана и  $Ag + CO_2$  соответственно. Увеличение разрешающего времени на 10 нсек по сравнению с разрешающим временем, полученным на отдельной проволочке, связано, по-видимому, с разбросом времени задержки в цепи каждой проволочки. Стоимость таких схем в расчете на одну проволочку колеблется от 10 до 20 долларов, хотя эти цифры следует рассматривать как ориентировочные.

2) **Схема Паже.** Паже<sup>117</sup>

предложил простую схему, которая в некоторых случаях может оказаться весьма удобной. Импульсы проходят следующую последовательность элементов: ключ  $G_1$ , блок двоичной памяти  $M$  и ключ  $G_2$ . Ключ  $G_1$  открыт. Импульс, образованный на какой-либо проволочке, проходит через  $G_1$  и изменяет состояние памяти  $M$  на обратное. Затем импульс через ключ  $G_2$  поступает на схему «или», где он смешивается с импульсами от других проволочек. Через некоторое время  $\tau$  импульс на выходе схемы «или» закрывает все ключи  $G_1$ . Ключи  $G_1$ , кроме того, могут быть закрыты с помощью сигналов от сцинтилляционных счетчиков. Разрешающее время определяется только величиной  $\tau$ . После того как импульсы поступили в блок памяти, необходимо время  $T$ , за которое выясняется, приемлемо ли зарегистрированное событие, нужно ли передать информацию о нем дальше или ее нужно стереть, после чего все ключи  $G_1$  открываются вновь. Время  $T$  можно выбирать сколько угодно большим, так как оно не влияет на величину разрешающего времени  $\tau$ . По существу время  $T$  является временем выбора решения, а также мертвым временем,



которое относится ко всем без исключения проволочкам системы. Этот факт, несомненно является недостатком последней схемы по сравнению с предыдущей, в которой понятие «мертвое время» относится только к активной проволочке, в то время как остальные проволочки сохраняют свою чувствительность. Преимущество этой схемы заключается в отсутствии линий задержки на каждой проволоке, что дает возможность с помощью единственного блока задержки управлять разрешающим временем камеры. Результаты, полученные с помощью такой схемы, приведены на рис. 28. Обычно при использовании современных логических схем удается уменьшить разрешающее время  $\tau$  для камеры с 512 проволочками до 40 *нсек*. За это время импульс проходит через усилитель, триггер и последовательность схем типа «или». Этот метод может оказаться полезным, когда условия фона таковы, что мертвое время всей системы 0,3 *мксек* является приемлемым.

Само собой разумеется, что современное состояние электроники открывает возможность широкого применения интегральных схем, что позволяет значительно сократить расходы на экспериментальное оборудование и его объем. В настоящее время стоимость схем с дискретными элементами еще ограничивает возможности групп, развивающих эти методы, и пока не позволяет им создавать системы с числом проволочек больше  $10^4$ . При сравнении стоимостей пропорциональных и искровых камер стоит подчеркнуть, что смесь  $Ag + CO_2$  примерно в семь раз дешевле смеси  $He + Ne$ . Кроме того, значительное снижение стоимости расходов достигается устранением управляющих сцинтилляционных счетчиков. Высокая ливневая эффективность пропорциональных камер позволяет обойтись без обычно используемых в условиях плохой ливневой эффективности добавочных искровых камер, дающих дополнительную информацию.

#### IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние восемь лет было предложено много методов считывания и запоминания координат искр, которые не требуют фотографирования. Три из них в значительной мере отвечают двум основным требованиям физики высоких энергий: имеют высокую точность и ливневую эффективность. Они развились до такой степени, что без дальнейших исследований можно просто копировать уже разработанные системы. К этим трем методам относятся: считывание информации с оптических камер с помощью видеоконов, а также считывание информации с помощью ферритовых сердечников и магнестрикционных линий задержки для проволочных камер.

Все перечисленные методы различаются по стоимости, ливневой эффективности, скорости срабатывания и способности анализа сложных событий. Окончательный выбор между ними зависит от конкретной физической задачи. Эти методы положили начало новым путям, на которых необходимо решить одну из оставшихся проблем — возможность измерения координат в сильных магнитных полях. Именно для этой цели были разработаны методы искрострикции, считывания на основе емкостей и метод проекции искр. Но прежде чем окончательно судить об их пригодности, необходимо подождать, пока они пройдут испытания в экспериментах. Все другие перечисленные в этой статье методы имеют лишь ограниченное применение.

Пропорциональные проволочные камеры решили проблему быстродействующего управляющего детектора, который позволяет с большей избирательностью управлять работой искровых камер, а также сберечь время работы ускорителя и электронно-вычислительной машины. Но до тех пор, пока в результате объединенных усилий многих лабораторий не будет снижена их стоимость, они, вероятно, так же как и сцинтилляционные счетчики, будут связаны с системами проволочных искровых камер больших размеров. Однако многопроволочные пропорциональные камеры имеют свою собственную область применения, связанную с присущими им свойствами самоуправляемости и хорошим разрешающим временем, чем и объясняется большой объем сил и средств, вкладываемых в их развитие.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Wenzel, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **14**, 205 (1964).
2. J. G. Rutherford, *Progr. Nucl. Phys.* **9**, 3 (1964).
3. G. Charpak et al., *Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation*, v. 1, ed. by F. Farley, Amsterdam, North-Holland, 1965.
4. М. И. Дайон, Г. А. Лексин, *УФН* **80**, 281 (1963).
5. J. W. Cronin, *Pure and Applied Physics*, v. 27. *Bubble and Spark Chambers*, ed. by R. P. Schutt, 1967, 2.
6. O. C. Allkofer, *Spark Chambers*, München, Karl Thiemig Verlag, 1969.
7. *Proc. of the Intern. Conference on Instruments in High-Energy Physics*, Stanford, USA, 1966.
8. *Colloque international sur l'électronique nucléaire*. France, Versailles, Sept. 1968. Organisé par la Soc. française des électroniciens et des radioélectriciens (S.F.E.R.).
9. Труды конференции по бесфильмовым и стримерным камерам, Дубна, Изд-во ОИЯИ, 1969.
10. H. Gelerntner, *Nuovo Cimento* **22**, 631 (1961).
11. H. Fulbright, D. Kohler, *Univ. Rochester Rept. NYO 95 60*, 1961.
12. B. Maglič, F. A. Kirsten, *Nucl. Instr. Meth.* **17**, 49 (1962).
13. P. Brinckmann, *ibid.* **67**, 352 (1969).
14. F. Krienen, *ibid.* **16**, 282 (1962).
15. G. Gianelli, *ibid.* **31**, 29 (1964).
16. V. Perez-Mendez, J. M. Pfab, *ibid.* **33**, 141 (1965).
17. S. Miyamoto, *ibid.* **35**, 323 (1965).
18. G. Charpak, *ibid.* **15**, 318 (1962).
19. G. F. Bertsch, *ibid.* **34**, 175 (1965).
20. G. Charpak et al., *ibid.* **24**, 501 (1963).
21. K. Springer et al., *ibid.* **69**, 240 (1969).
22. Т. В. Беспалова и др., см. <sup>8</sup>, v. 3.
23. L. Kaufman et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13*, 578 (1966).
24. E. Quercigh, *Nucl. Instr. Meth.* **41**, 355 (1966).
25. M. Neumann, T. A. Nunamaker, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15*, 591 (1968).
26. F. Krienen, *Nucl. Instr. Meth.* **81**, 310 (1970).
27. G. Diambrini, I. Giannini, *ibid.* **41**, 56 (1966).
28. E. Quercigh, *CERN Conf. on Filmless Spark Chamber Techniques*, March 1964.
29. R. Kajikawa et al., *Nucl. Instr. Meth.* **41**, 357 (1966).
30. M. Neumann, K. Sherrard, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-9*, 259 (1962).
31. G. Charpak et al., *Nucl. Instr. Meth.* **62**, 235 (1968).
32. T. Bressani et al., см. <sup>9</sup>.
33. J. F. Crawford et al., *Nucl. Instr. Meth.* **52**, 213 (1963).
34. F. Krienen, *CERN NP Intern. Rept.* 69-20, 8 July 1969.
35. *Mullard Techn. Comm.* **50** (98), 244 (1969).
36. S. Galster et al., *Nucl. Instr. Meth.* **46**, 208 (1967); E. Bleser et al., *ibid.* **44**, 1 (1966).
37. J. J. Aubert et al. (CERN), частное сообщение.
38. J. Fisher, G. J. Igo, S. B. Orbesen, см. <sup>8</sup>, v. 3.
39. J. J. Aubert et al., *Nucl. Instr. Meth.* **91**, 493 (1971).
40. H. Faussner et al., см. <sup>8</sup>, v. 3.
41. R. Van Thuyt et al., *Lawrence Rad. Lab. Rept. UCID-3099*, 1967.
42. J. Fisher, S. Shibata, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15*, 572 (1968).
43. R. L. Grove et al., *Nucl. Instr. Meth.* **70**, 306 (1969).
44. J. Fisher, S. Shibata, см. <sup>8</sup>, v. 3, paper 3.
45. S. Galster et al., *Nucl. Instr. Meth.* **76**, 337 (1969).
46. D. Miller, W. Hoffman, *ibid.* **57**, 346 (1967).
47. M. Beckermann et al., см. <sup>8</sup>, v. 3.
48. J. J. Aubert et al. (CERN), частное сообщение.
49. F. Bradamante et al., см. <sup>8</sup>, v. 3.
50. L. V. Chuvilo et al., *Nucl. Instr. Meth.* **54**, 217 (1967).
51. S. J. Lindenbaum, см. <sup>8</sup>, v. 3.
52. M. De Blasiet al., *Nucl. Instr. Meth.* **65**, 274 (1969).
53. P. Schubelin et al. (CERN Boson Spectrometer Group), см. <sup>8</sup>, v. 3.
54. A. Boucherie et al., см. <sup>8</sup>, v. 3.
55. S. Mukhin et al., *Nucl. Instr. Meth.* **77**, 159 (1970).

56. I. A. Golutvin et al., *ibid.* 67, 257 (1969).
57. J. Fisher et al., см. <sup>8</sup>, в. 3.
58. L. Kaufmann et al., *Trans. IEEE Nucl. Sci.* NS-13, 578 (1966).
59. R. Grove et al., *Nucl. Instr. Meth.* 62, 105 (1968).
60. M. Maeder, см. <sup>9</sup>.
61. M. Swars, *DESY Inst. Ber.* F51-69.
62. R. Ambro et al., *Instr. Exp. Tech.* 1, 63 (1967).
63. J. Saudinos et al., *Nucl. Instr. Meth.* 46, 229 (1967).
64. O. Beer et al., *Rev. Phys. Appl.* 4, 305 (1969).
65. J. Jeanjean et al., *Nucl. Instr. Meth.* 46, 229 (1967).
66. K. Kissler et al., *ibid.* 59, 293 (1968).
67. T. Bunaciu. S. Kulländer, *ibid.* 58, 173 (1968).
68. T. Bressani et al., *ibid.* 68, 12 (1969).
69. M. Gouanére, L. Feuveys, *ibid.* 36, 197 (1965).
70. G. Charpak et al., см. <sup>7</sup>.
71. L. Coulson et al., *Nucl. Instr. Meth.* 61, 209 (1968).
72. B. Rossi, H. Staub, *Ionization Chambers and Counters*, N. Y., McGraw-Hill, 1949.
73. A. I. Alikhanov, V. A. Lubimov, G. P. Eliseiev, *Proc. of the Intern. Conference on High-Energy Physics*, 1956.
74. B. Eiben et al., *Nucl. Instr. Meth.* 73, 83 (1969).
75. G. Charpak et al., *ibid.* 62, 235 (1968).
76. G. A. Erskine, *Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers*, CERN Rept. (будет опубликовано).
77. Е. Уиттекер, Г. Ватсон, *Курс современного анализа*, т. 2. Физматгиз, 1963, стр. 336.
78. П. Морс, Г. Фешбах, *Методы теоретической физики*, т. 2, М., ИЛ, 1958, стр. 231.
79. а) L. B. Loeb, *Basic Processes of Gaseous Electronics*, Berkeley, Univ. of California Press, 1955, p. 725; б) A. von Engel, *Hand. Phys.*, Bd. 21, B., Springer-Verlag, 1956, p. 504; в) S. A. Korff, *Electron and Nuclear Counters*, Princeton, N. Y., Van Nostrand, 1955, p. 62; г) H. N. Fulbright, см. <sup>79б</sup>, Bd. 10, S. 19.
80. C. Grunberg et al., *Nucl. Instr. Meth.* 78, 102 (1970).
81. R. Bouclier et al. (CERN Split Field Magnet Group), *ibid.* 88, 149 (1970).
82. Z. Dimčovski (CERN), частное сообщение.
83. D. H. Wilkinson, *Ionization Chambers and Counters*, Cambridge, Univ. Press., 1960.
84. D. Rahm (BNL), частное сообщение.
85. S. K. Mitra, SLAC-108, UC-37. Dec. 1969.
86. P. Steffen, F. Vannucci, CERN NP Intern. Rept. 69-29, Oct. 1969.
87. G. C. Hanna et al., *Phys. Rev.* 75, 985 (1969).
88. R. Bouclier, G. Charpak et al., CERN NP Intern. Rept. 70-2, Jan. 1970.
89. G. Charpak et al., *Nucl. Instr. Meth.* 80, 13 (1970).
90. L. Massonet (Institut de Physique Nucléaire, Orsay), частное сообщение.
91. H. J. Stuckenberg, *DESY Intern. Rept.* 69-49, 1969.
92. S. C. Curran et al., *Phil. Mag.* 40, 299 (1949).
93. V. Fano, *Phys. Rev.* 72, 26 (1947).
94. G. C. Hanna et al., *Phys. Rev.* 75, 985 (1949).
95. W. Franzen, L. W. Cochran, *Nuclear Instruments and their Uses*, ed. by A. H. Snell, vol. 1, N. Y.—L., J. Wiley, 1956.
96. S. C. Curran, H. W. Wilson, *γ-ray Spectroscopy*, ed. by K. Siegbahn, Amsterdam, North-Holland, 1965, ch. 6.
97. D. West, *Progr. Nucl. Phys.* 1, 3 (1953).
98. P. V. Ramana murthy, G. D. De Meester, *Nucl. Instr. Meth.* 56, 93 (1967).
99. D. West, *Proc. Phys. Soc.* A66, 306 (1953).
100. C. Bemporad et al., *Nucl. Instr. Meth.* 80, 205 (1970).
101. L. J. Koester et al., *Proc. of the Ispra Symp. on Nuclear Electronics* (Ispra, Italy, 1969).
102. J. H. Dieperink et al., CERN NP Intern. Rept. 69-28, 1969.
103. G. Amato et al. (CERN — Caen Collaboration), частное сообщение.
104. J. Fisher, S. Shibata, см. <sup>8</sup>, в. 3, paper 2.
105. G. Amato et al., см. <sup>9</sup>.
106. A. Navarro, *Realisation d'une chambre proportionnelle multiplan. Thèse 3<sup>a</sup> cycle*, Fac. Sci. Strasbourg, 1970.
107. E. Epple, D. Decker, *Nucl. Instr. Meth.* 66, 70 (1968).

108. Split Field Magnet Group (CERN), неопубликованные результаты; J. S a u d i -  
n o s (Saclay), частное сообщение.
  109. T. T r i p p e, CERN NP Intern. Rept. 69-18, June 1969.
  110. J. J e a n j e a n et al. (Accélérateur Linéaire d'Orsay), частное сообщение.
  111. L. M a s s o n e t (Orsay), частное сообщение.
  112. R. B o u c l i e r et al., Nucl. Instr. Meth. 62, 217 (1968).
  113. M. M o r g u e, R. C h é r y, см. <sup>8</sup>, v. 1.
  114. A. R i n d i et al., Nucl. Instr. Meth. 77, 325 (1970).
  115. G. A m a t o, G. P e t r u c c i, CERN NP Intern. Rept. 68-33, 1968.
  116. J. C. T a r l é, H. V e r w e i j, Nucl. Instr. Meth. 78, 93 (1970).
  117. R. A. P a g é s, Nucl. Instr. Meth. 85, 211 (1970).
-