

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Экз. чит. зала
P13 - 4369



Б.З.Копелиович, А.Ф.Писарев, А.И.Сарайкин,
В.М.Шешунов

ЛИВНЕВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ИСКРОВЫХ КАМЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1969

P13 - 4369

**Б.З.Копелиович, А.Ф.Писарев, А.И.Сарайкин,
В.М.Шешунов**

**ЛИВНЕВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ИСКРОВЫХ КАМЕР**

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. Введение

К настоящему времени опубликовано уже немало экспериментальных работ, посвященных определению ливневой эффективности регистрации частиц в искровых камерах^{/1-7/}. Однако в этих работах при изучении эффективности применялись камеры с небольшой площадью электродов, размеры межэлектродных зазоров в которых были заключены в двух интервалах - до 1 см и свыше 5 см. Этими исследованиями было установлено, что камеры с небольшими межэлектродными зазорами обладают высокой эффективностью лишь при регистрации небольшого числа частиц - не больше двух-трех, тогда как камеры с зазором более 5 см имеют стопроцентную эффективность при регистрации практически любого числа частиц. Под ливневой эффективностью регистрации частиц в искровой камере понимается вероятность одновременной регистрации в однопромежуточной камере нескольких частиц, проходящих этот промежуток в интервале времени, меньшем разрешающего времени камеры. Найденная сильная зависимость ливневой эффективности искровых камер от величины межэлектродного зазора породила естественный вопрос о минимальной величине зазора. Этот вопрос можно сформулировать следующим образом: при какой минимальной величине межэлектродного зазора ливневая эффективность регистрации частиц в камере остается еще достаточно высокой? Решение такого вопроса имеет большое практическое значение, так как искровые камеры находят все более широкое применение в опытах на ускорителях при изучении многочастичных реакций. Для успешного выполнения таких экспериментов искровые камеры должны обладать, с одной стороны, высокой ливневой эффективностью и, с другой стороны, иметь малые разрешающие времена. Первому условию, как известно, хо-

рошо удовлетворяют камеры с большими межэлектродными зазорами, второму – камеры с малыми зазорами. Отсюда ясно, как важно знать оптимальную величину межэлектродного зазора, при котором в камере еще сохраняется эффективность, достаточно высокая для одновременной регистрации нескольких частиц. Ливневая эффективность, как характеристика искровой камеры, плохо поддается теоретическому определению, так как процесс развития разряда в газе по следу частицы зависит от многих трудно учитываемых параметров – давления и состава газа, характеристики импульса и начальной плотности электронов. Существующие теории^{/8,9/} эффективности регистрации частиц в искровой камере носят качественный характер и пригодны лишь для приближенной оценки.

Целью данной работы явилось экспериментальное определение оптимального зазора на основе изучения ливневой эффективности камер с межэлектродными зазорами от 1 до 5 см.

Наряду с этой проблемой ставилась также задача подробного исследования зависимости ливневой эффективности камер с зазором, по величине близким к оптимальному, от величины очищающего поля и времени задержки высоковольтного импульса. Основное внимание при этом было сосредоточено на камерах с большой площадью электродов. Все опыты проводились на частицах космического излучения и протонном пучке синхротрона ЛЯП ОИЯИ.

2. Определение оптимального зазора

Для исследования зависимости ливневой эффективности от величины межэлектродного зазора было изготовлено несколько серий однопромежуточных камер (модулей). Камеры первой серии имели межэлектродный зазор равный 1 см, второй – 1,5 см, третьей – 2 см, четвертой – 2,5 см, пятой – 3 см и шестой – 5 см. Площадь электродов у всех камер была одинаковой и составляла $135 \times 145 \text{ см}^2$. Измерение эффективности проводилось в два этапа. В начале ливневая эффективность изучалась при нулевой задержке импульса и нулевой величине очищающего поля. Электрические импульсы с РС-генератора подавались на камеры с помощью коротких

соединительных проводов. Длительность фронта импульсов не превышала 12 нсек, а время спада – $1,5 \cdot 10^{-7}$ сек. Амплитуда импульсов для питания каждой серии камер подбирались близкой к пробивной. Совокупность этих условий обеспечивала в опытах получение высокой ливневой эффективности. Целью выполнения опытов на этом этапе исследований являлось определение минимального зазора в камерах, при котором надежно регистрируется до 8 частиц. В результате проведенных исследований было установлено, что в камерах с зазором 1 см эффективно ($\approx 0,9$) регистрируются лишь 1–2 частицы. При большем числе частиц ливневая эффективность резко падает. В камерах же с зазором 1,5 см сильное падение ливневой эффективности наблюдается лишь при регистрации более четырех частиц. И только для камер с зазором 2 см ливневая эффективность оставалась высокой ($\approx 0,8$) вплоть до регистрации 8 частиц. Отсюда был сделан вывод, что оптимальная величина зазора искровых камер заключена в интервале от 1,5 до 2 см.

Здесь уместно отметить, что нами был выполнен расчет по теории Шнайдера^{/8/} оптимальной величины зазора камеры для эффективной регистрации двух частиц (для большего числа частиц анализ не проводился из-за больших расчетных трудностей). В расчете аккуратно учитывались параметры импульса, подвижность электронов и ионов в неон-аргоновой газовой смеси, начальная плотность ионов в следе частицы, давление газа и коэффициент Таунсенда. Эффективность для одновременной регистрации двух частиц принималась равной 0,9. Из расчета следовало, что оптимальная величина зазора равна 1,57 см. Эта величина, несмотря на приближенность использованной теории, удивительно хорошо согласуется со значением оптимальной величины зазора, следующей из результатов опыта.

С целью проверки возможного влияния на ливневую эффективность размеров электродов камер (влияние за счет изменения условий распространения электромагнитной волны в зазоре) опыт был повторен на серии новых камер, площадь электродов которых равнялась $30 \times 30 \text{ см}^2$, а межэлектродные зазоры сохранялись прежними, то есть были равны 1; 1,5; 2; 2,5; 3 и 5 см соответственно. В этом опыте подтвердились результаты, полученные при работе с камерами больших размеров.

3. Ливневая эффективность камер с зазором 2 см

На втором этапе исследований подробно изучалась ливневая эффективность камер, площадь электродов которых равнялась $135 \times 145 \text{ см}^2$, а межэлектродный зазор — 2 см. Эти камеры привлекли наше внимание по двум причинам: с одной стороны, их зазор является оптимальным с точки зрения ливневой эффективности и, с другой стороны, из этих камер-модулей предполагается осуществлять монтаж искрового спектрометра частиц. В опыте использовалось 10 камер, наполненных неоном особой чистоты с добавкой 0,3% аргона. Электроды камер были выполнены из листового дюралюминия толщиной 0,3 см, а стенки — из плоского стекла толщиной 1,4 см. На каждую пару камер подавались импульсы, как и при исследованиях на первом этапе, от отдельного генератора. Подача импульсов осуществлялась по кабелям длиной 20 м. Было выполнено два опыта. В первом из них волновое сопротивление передающих кабелей равнялось 4,2 ом (параллельное соединение из 12 кабелей с волновым сопротивлением 50 ом) и 8,3 ом (соединение из 6 кабелей). Кабели по входу и выходу специальных согласований не имели. Импульсы в точках подключения кабелей к камерам имели следующие данные: в первом опыте длительность переднего фронта импульса τ_1 равнялась 35 нсек, длительность спада импульса τ_2 составляла $2 \cdot 10^{-7}$ сек и амплитуда импульсов, с учетом их отражения, U_{max} равнялась 30 кв. Во втором опыте — $\tau_1 = 50$ нсек, $\tau_2 = 3,1 \cdot 10^{-7}$ сек и $U_{\text{max}} = 28$ кв соответственно. Способ питания камер по кабелям был выбран из соображений максимального приближения условий данных опытов к условиям, в которых обычно используются искровые камеры в физических экспериментах на ускорителях. Как уже упоминалось, опыты проводились на частицах космического излучения и протонном пучке ускорителя, причем ливни от космических частиц, которые регистрировались в камерах, рождались обычно не в объеме камер, а в атмосфере воздуха и перекрытии лабораторного помещения. Частицы ливней, доходившие до камер, имели в среднем равномерное распределение по площади электродов камер. В эксперименте с протонами через камеры пропускались частицы, рассеянные на полиэтиленовой мишени. Всякий раз через камеру проходило две и более частицы.

Результаты исследований в обоих случаях хорошо согласовывались друг с другом. Запуск электронной аппаратуры в опытах осуществлялся по сигналу от телескопа сцинтилляционных счетчиков. Фотографирование треков велось на фотопленку чувствительностью 1200 ед. ГОСТ с помощью кинокамеры типа РФК-5 объективом марки "Юпитер" с фокусным расстоянием 13,5 см. Расстояние между искровыми камерами и фотокамерой составляло 10 м. Величина диафрагмы на объективе устанавливалась равной 16.

Ливневая эффективность камер изучалась в зависимости от величины времени задержки импульса, подаваемого на камеру, и потенциала очищающего поля, полярность которого была обратной полярности высоковольтных импульсов.

Результаты измерения ливневой эффективности на частицах космического излучения представлены в виде графиков на рисунках 1-5. На этих рисунках по оси абсцисс отложена величина времени задержки импульсов в мксек, а по оси ординат — эффективность одного промежутка камеры к регистрации соответствующего числа частиц. Под эффективностью искрового промежутка понимается величина ϵ , которая находится из следующего выражения

$$\bar{n}_k = \frac{\sum_{n=3}^N n C_N^n \epsilon^N (1-\epsilon)^{N-n}}{\sum_{n=3}^N C_N^n \epsilon^N (1-\epsilon)^{N-n}} = \frac{N\epsilon - N\epsilon(1-\epsilon)^{N-1} - N(N-1)\epsilon^2(1-\epsilon)^{N-2}}{1-(1-\epsilon)^N - N\epsilon(1-\epsilon)^{N-1} - \frac{N(N-1)}{2}\epsilon^2(1-\epsilon)^{N-2}} \quad (1)$$

В этом выражении \bar{n}_k есть среднее число искр, приходящихся на один трек при наличии K треков, и N — число искровых промежутков. Вывод формулы (1) получается из следующих соображений.

Величина \bar{n}_k , определяемая из опыта, может быть представлена на через экспериментальные величины в следующем виде:

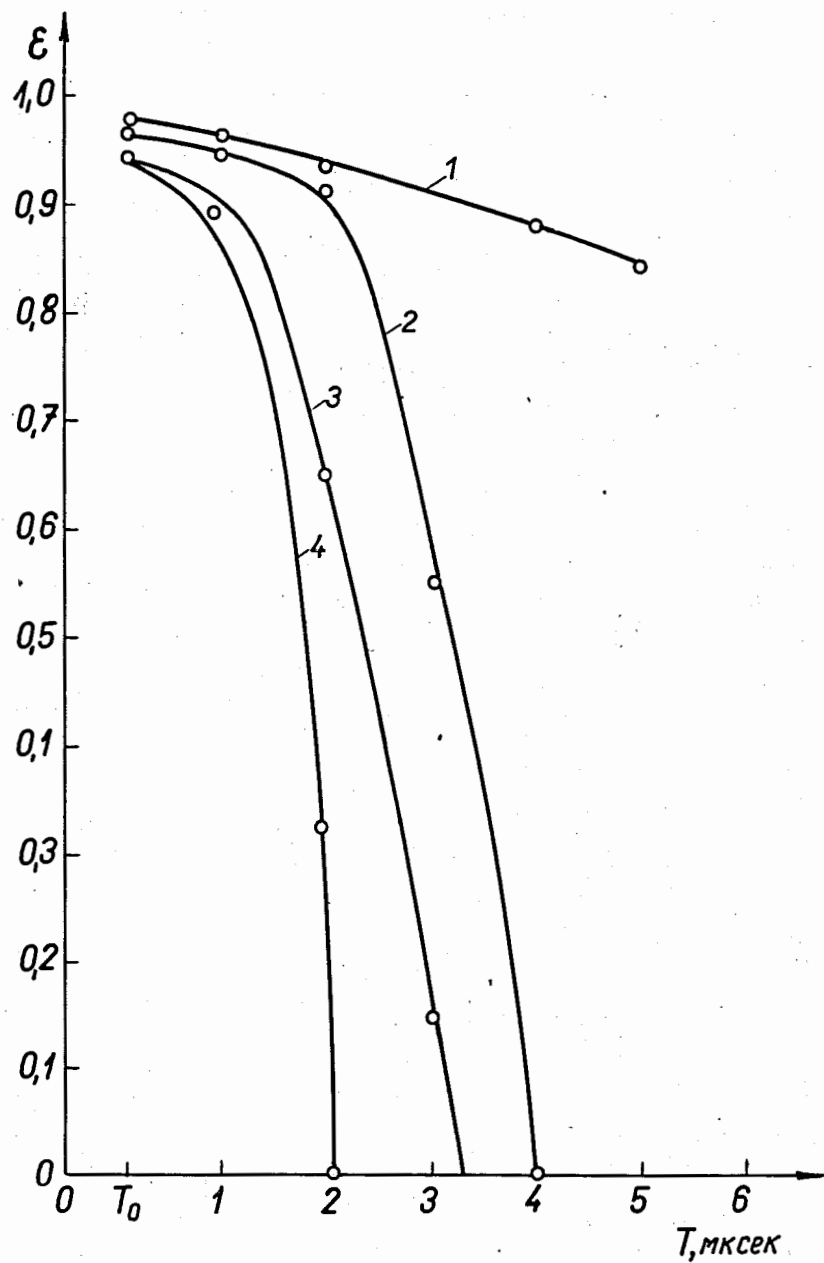


Рис.1. Зависимость эффективности регистрации в камере одной частицы от величины очищающего поля и времени задержки импульса.
 T - время задержки импульса; T_0 - аппаратная задержка, равная $0,6 \cdot 10^{-6}$ сек; 1 - очищающее поле равно нулю; 2,3,4 - очищающее поле равно 20,30 и 50 в соответственно.

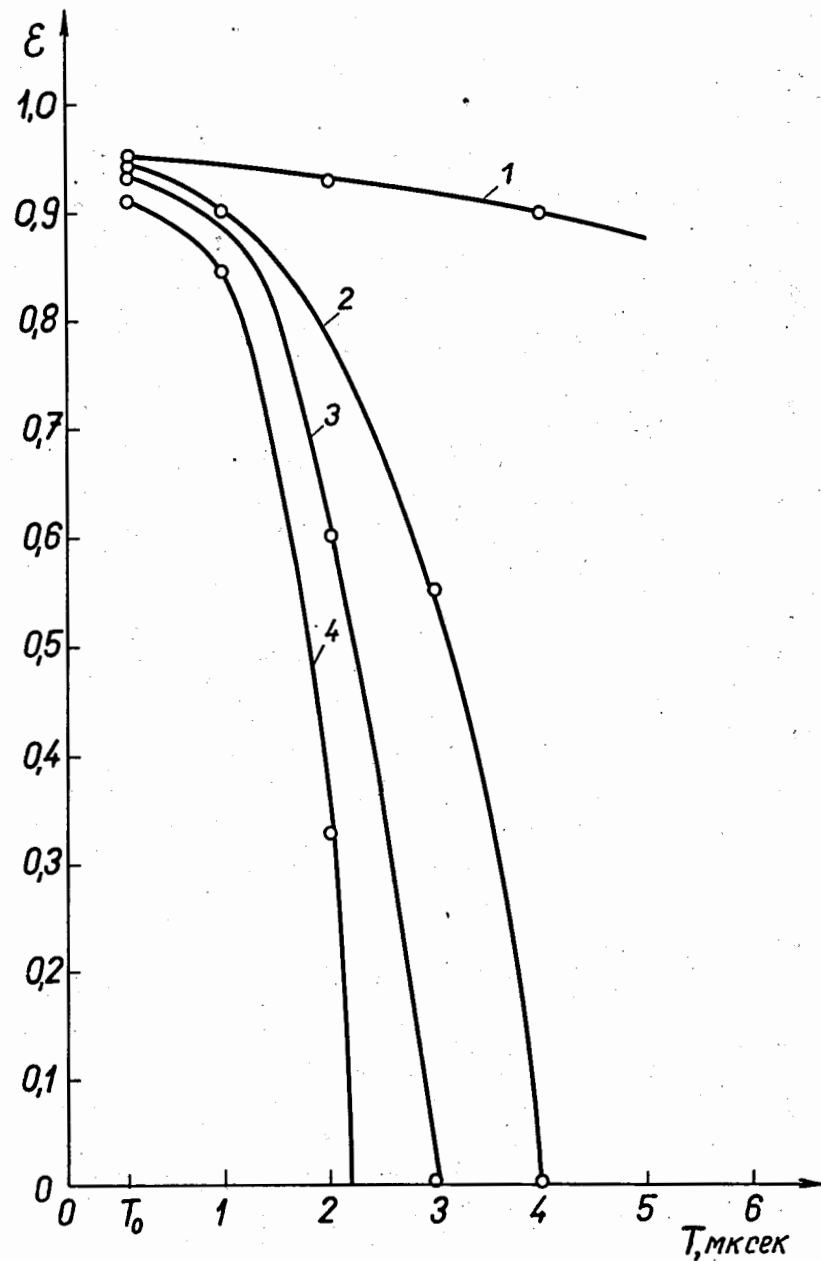


Рис.2. Зависимость эффективности регистрации в камере двух частиц от величины очищающего поля и времени задержки импульса. T - время задержки импульса; T_0 - аппаратная задержка, равная $0,6 \cdot 10^{-6}$ сек; 1 - очищающее поле равно нулю; 2,3,4 - очищающее поле равно 20,30 и 50 в соответственно.

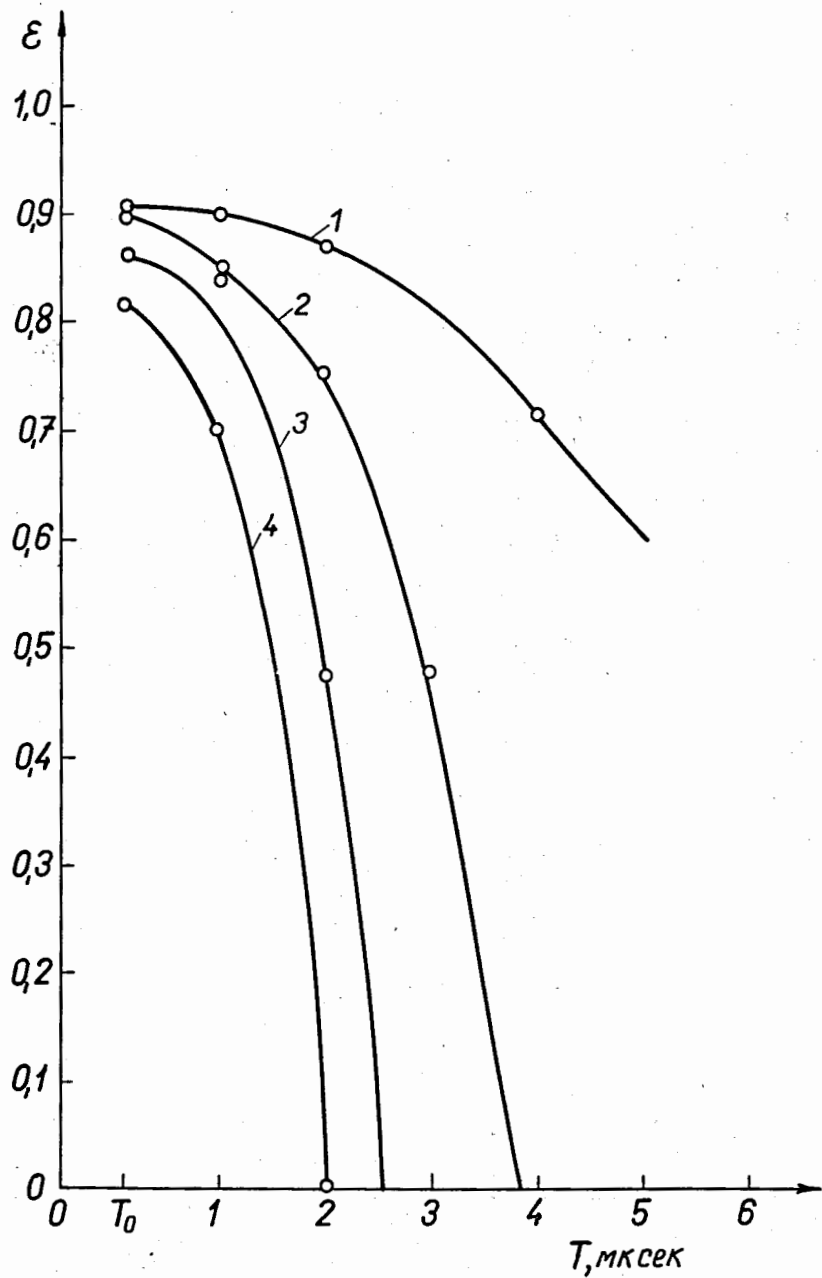


Рис.3. Зависимость эффективности регистрации в камере четырех частиц от величины очищающего поля и времени задержки импульса.
 T - время задержки импульса; T_0 - аппаратная задержка, равная $0,6 \cdot 10^{-6}$ сек; 1 - очищающее поле равно нулю; 2,3,4 - очищающее поле равно 20,30 и 50 в соответственно.

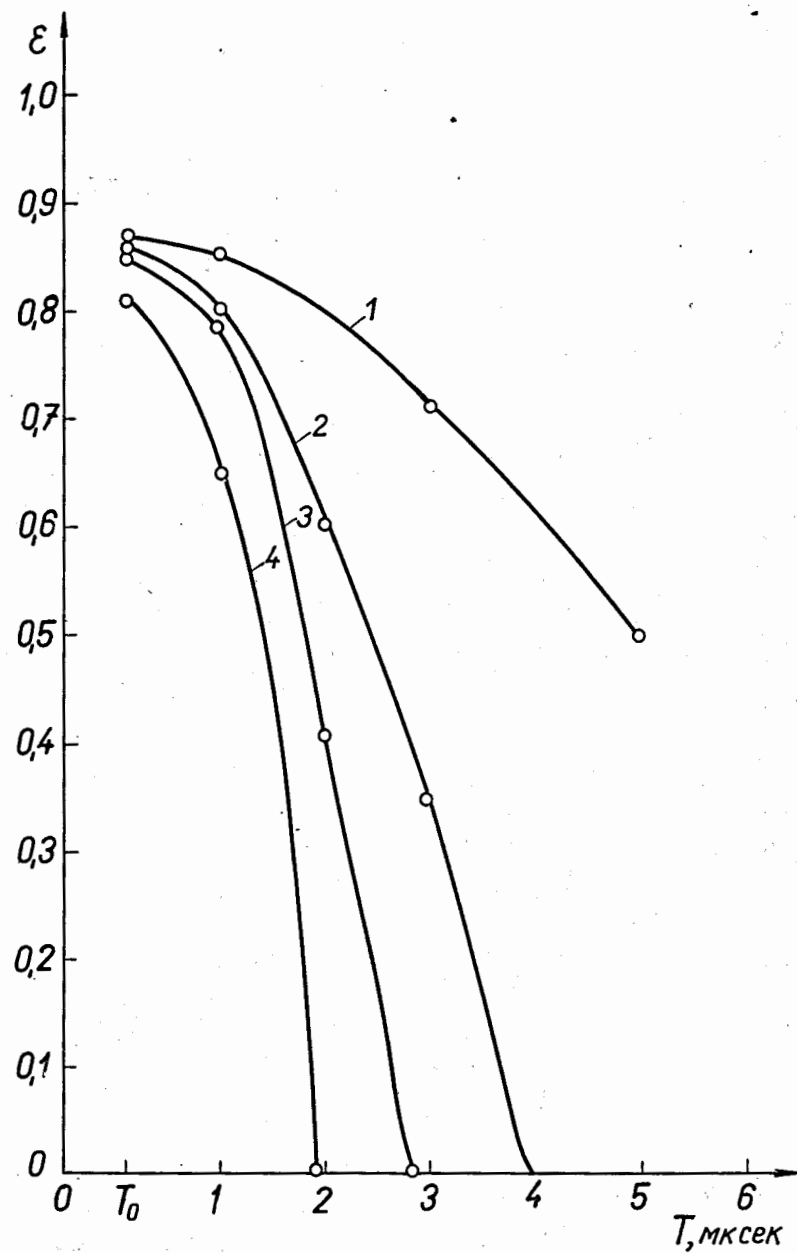


Рис.4. Зависимость эффективности регистрации в камере шести частиц от величины очищающего поля и времени задержки импульса.
 T - время задержки импульса; T_0 - аппаратная задержка, равная $0,6 \cdot 10^{-6}$ сек; 1 - очищающее поле равно нулю; 2,3,4 - очищающее поле равно 20,30 и 50 в соответственно.

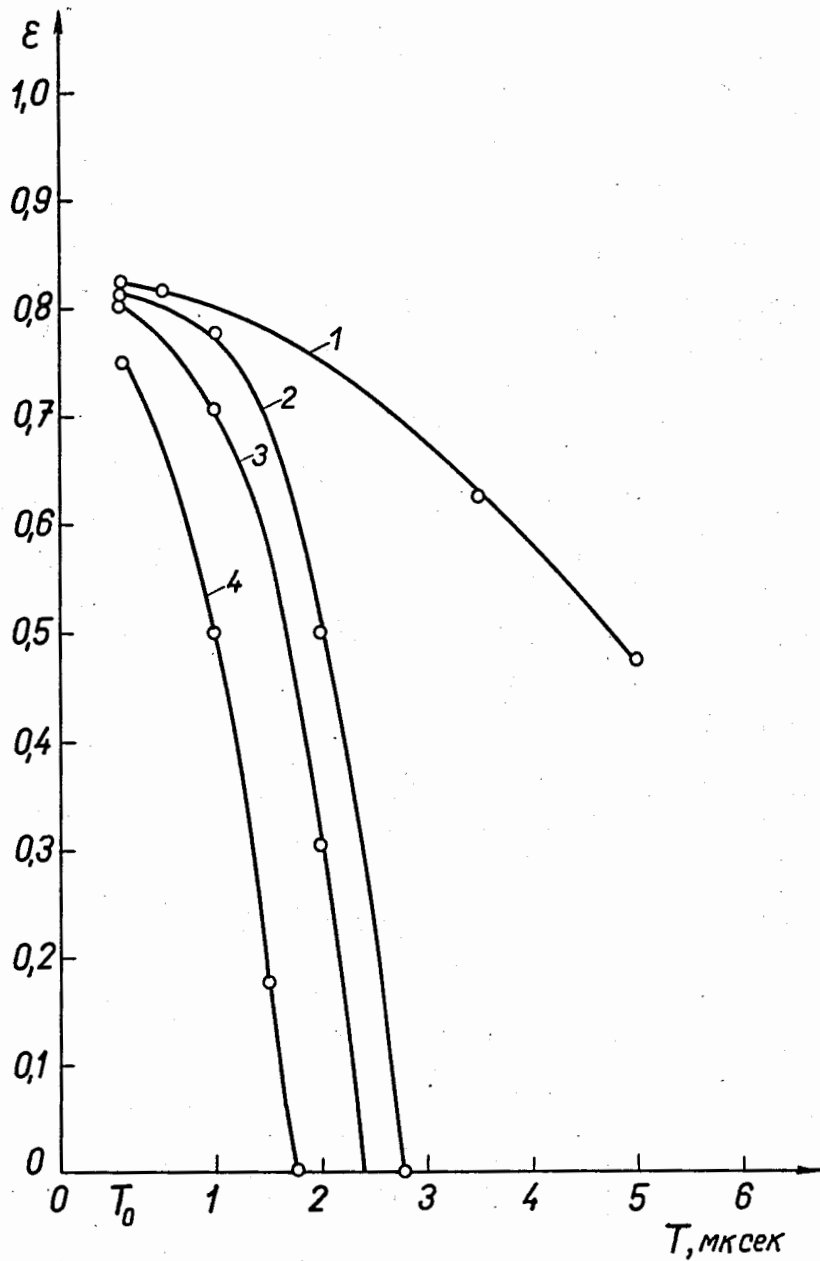


Рис.5. Зависимость эффективности регистрации в камере восьми частиц от величины очищающего поля и времени задержки импульса.
 T - время задержки импульса; T_0 - аппаратная задержка, равная $0,6 \cdot 10^{-6}$ сек; 1 - очищающее поля равно нулю; 2,3,4 - очищающее поле равно 20,30 и 50 в соответственно.

$$\bar{n}_k = \frac{\sum_{i=1}^{A_k} n_i}{K A_k} \quad (2)$$

где K - число треков, зарегистрированных на анализируемом кадре, A_k - число кадров, содержащих K треков, и n_i - суммарное число искр, приходящихся на все K треков на i -ом кадре. С другой стороны, \bar{n}_k может быть представлено через вероятностную функцию

$$\bar{n}_k = \frac{\sum_{n=n_0}^N n P_n(N, \epsilon)}{\sum_{n=n_0}^N P_n(N, \epsilon)} \quad (3)$$

где n_0 - минимальное число искр, образующих трек частицы и $P_n(N, \epsilon)$ - вероятность того, что при прохождении частицей N искровых промежутков, эффективность которых равна ϵ , образуется n искр. Эта вероятность описывается биномиальным распределением

$$P_n(N, \epsilon) = C_N^n \epsilon^n (1 - \epsilon)^{N-n} \quad (4)$$

где C_N^n - число сочетаний из N по n . При обработке фотографий был принят критерий отбора треков с числом искр $n_0 = 3$. Подстановка (4) в (3) и учет величины n_0 приводят к формуле (1). Непосредственное использование этой формулы затруднительно из-за ее сложности. Поэтому данное выражение решалось графически. Каждая точка кривой на рис. 1-5 строилась по совокупности 200-250 фотокадров. Как видно из рисунков, максимальное число частиц, для которых построены кривые, равно 8. Построить аналогичные кривые для большего числа частиц было затруднительно, так как фотокадры с ливнями космических частиц, содержащих более 8 частиц, встречались редко.

Как и следовало ожидать, ливневая эффективность камер монотонно падает по мере возрастания числа одновременно регистрируемых частиц. Однако по абсолютной величине эффективность камер, обладающих зазором в 2 см, остается еще высокой вплоть до регистрации 8 частиц.

В связи с этим отметим недавно опубликованную работу /7/, в которой дана эффективность одновременной регистрации 2-5 частиц в камерах не-большого размера при нулевом очищающем поле и величине времени за-держки импульса, равной 0,2 мксек. Эти данные по эффективности нахо-дятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами настоящей работы.

Зависимость эффективности камер от времени задержки импульса и величины очищающего поля имеет типичный для искровых камер вид. Поэ-тому данная зависимость здесь не обсуждается. По найденной в этой ра-боте ливневой эффективности отдельного промежутка камеры можно легко рассчитать полную вероятность регистрации отдельной частицы или лив-ня частиц в камере с заданным числом промежутков.

Здесь необходимо отметить, что с ростом числа частиц в ливне яр-кость свечения треков в камере заметно падает. В опытах было также замечено, что с уменьшением длительности фронта импульсов интенсив-ность свечения искр в треках существенно выравнивается, а число ложных пробоев в камерах резко сокращается. По этим причинам передача импуль-сов от генераторов к камерам по кабелям с меньшим волновым сопротив-лением является предпочтительной. Следование искр по следу частиц наб-людалось вплоть до угла 30° . Наклон искр мало зависел от числа регист-рируемых частиц.

4. Краткие выводы

1. Исследована ливневая зависимость искровых камер, обладающих межэлектродными зазорами в интервале от 1 до 5 см. Установлено, что минимальная величина зазора, при которой сохраняется высокая ливневая эффективность, лежит в диапазоне значений от 1,5 до 2 см.

2. Показано, что ливневая эффективность камер с зазором 2 см, питаемых импульсами по длинным кабелям с волновым сопротивлением от 4 до 8 ом, остается высокой вплоть до регистрации ливней из 8 час-тиц. Камеры работают лучше при использовании передающих кабелей с меньшим волновым сопротивлением.

3. Полученные в работе результаты могут быть использованы при применении искровых камер в опытах по изучению ливней частиц и мно-гочастичных реакций. Эти данные могут быть использованы также и при разработке теории эффективности регистрации частиц в камере.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагода-рить А.А. Тяпкина, В.И. Никанорова и И.М. Василевского за неоднократ-ное обсуждение постановки опыта по изучению ливневой эффективности камер и постоянный интерес к данной работе. Авторы признательны так-же проф. Шнайдеру за интересное обсуждение теории ливневой эффектив-ности регистрации частиц.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Д. Баюков, Г.А. Лексин, Д.А. Сучков, В.В. Теленков. ПТЭ, №1, 36, 1963.
2. В.Н. Болотов, Н.И. Девишев. ЖЭТФ, 45, 1680, 1963; 46, 1990, 1964.
3. H.Faissner, F.Ferrero, A.Chani, F.Krienen, T.Novey, M.Reinharz. Nucl. Instr. and Meth., 20, 161 (1963).
4. Ю.Т. Киселев, Ю.В. Терехов, В.И. Ушаков. ПТЭ, №2, 207, 1967.
5. М.И. Датон, Б.А. Долгошеин, В.И. Ефременко, Г.А. Лелеин, В.А. Лю-бимов. Искровая камера. Атомиздат, 1967.
6. А.Г. Гапотченко, Б.Б. Говорков, С.П. Денисов, Н.Г. Котельников, А.Д. Стоянова. ПТЭ, №5, 60, 1966.
7. А.Г. Гапотченко, Б.Б. Говорков, С.П. Денисов, С.С. Старостин. ПТЭ, №6, 58, 1968.
8. F.Schneider. Preprint CERN, AR/Int.GS/63-9, 1963.
9. J. Maurel, P.Segur, J.P.Trapp, D.Blane. Nucl. Instr. and Meth., 42, 173 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

24 марта 1969 года.