

с 346

П-34



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

А.Ф. Писарев

1855

ИЗУЧЕНИЕ СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ
МЕТОДОМ РАЗРЯДНЫХ И ИСКРОВЫХ КАМЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

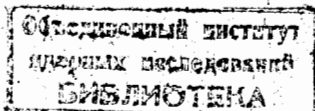
Научный руководитель -
доктор физико-математических наук
проф. Х. Позе

Дубна 1984

ИЗУЧЕНИЕ СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ
МЕТОДОМ РАЗРЯДНЫХ И ИСКРОВЫХ КАМЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук
проф. Х. Позе



25/2 89

В в е д е н и е

Диссертация посвящена решению двух задач: исследованию разрядных и искровых камер и изучению тензора спин-спиновой корреляции с их помощью.

Впервые тензор спиновой корреляции был введен Владимирским и Смородинским^{/1/}. По определению, этот тензор равен среднему значению оператора $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\mu} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{\nu})$, где $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ - спиновые операторы частиц, а $\vec{\mu}$ и $\vec{\nu}$ - произвольные вектора. Компоненты тензора $C_{\mu\nu}$, часто называемые коэффициентами спиновой корреляции, определяют вероятность того, что спин рассеянного протона направлен вдоль вектора $\vec{\mu}$, а спин протона отдачи - вдоль $\vec{\nu}$. За направления $\vec{\mu}$ и $\vec{\nu}$ обычно принимают направления единичных векторов:

$$\vec{n} = \frac{\vec{p} \times \vec{p}'}{|\vec{p} \times \vec{p}'|}, \quad \vec{K} = \frac{\vec{p}' - \vec{p}}{|\vec{p}' - \vec{p}|}, \quad \vec{P} = \frac{\vec{p} + \vec{p}'}{|\vec{p} + \vec{p}'|},$$

где \vec{p} и \vec{p}' - импульсы протона до и после рассеяния в системе центра масс (с.ц.м.), соответственно.

В последние четыре года измерение коэффициентов спиновой корреляции $C_{\text{пп}}$ и $C_{\text{кр}}$ на пучке протонов с энергией 315 Мэв приобрело принципиальное значение. В этой области энергий для p - p рассеяния был выполнен фазовый анализ, который дал два решения (два набора фазовых сдвигов), сильно зависящих от коэффициентов корреляции^{/2,3/}. В связи с этим представлялось интересным выполнить измерения коэффициентов $C_{\text{пп}}$ и $C_{\text{кр}}$ в упругом p - p рассеянии при энергии 315 Мэв и 660 Мэв и определить фазы рассеяния.

Опыты по измерению $C_{\mu\nu}$, как известно, сложны и трудоемки. В этих экспериментах требуется выделять и регистрировать те редкие события тройного рассеяния, когда после первой мишени рассеянный протон и протон отдачи одновременно рассеиваются еще раз на двух вторых мишенях-анализаторах. Каждый корреляционный опыт сложен еще и в том отношении, что наряду с выполнением основного измерения требуется проводить два вспомогательных калибровочных опыта по определению величины поляризации протонов, рассеянных на вторичных мишенях.

Для эффективной и надежной регистрации редких событий тройного рассеяния при наличии большого фона, что обычно имеет место при работе на ускорителе, был разработан и использован в опытах при измерениях $C_{\text{пп}}$ и $C_{\text{кр}}$ метод разрядных и искровых камер.

Результаты исследования разрядных и искровых камер составили первую часть диссертации. Данные измерения коэффициентов спиновой корреляции S_{pp} и S_{kp} , а также определение фаз рассеяния и их обсуждение составили вторую часть диссертации.

Основные результаты по исследованию камер и изучению коэффициентов спиновой корреляции, изложенные в диссертации, докладывались на международных конференциях в Беркли^{/8/} и Женеве^{/9,14/} и опубликованы в работах^{/8-18/}.

Часть первая

Исследование работы разрядных и искровых камер

Впервые идея использования искры в счетчике для определения координат частицы была высказана в 1949 г. Кейфелем^{/4/}. Он обратил внимание на тот факт, что в плоскопараллельном счетчике с постоянным питанием образуются искры вблизи траектории заряженных частиц. С этого момента началось систематическое изучение искровых счетчиков, которое привело к разработке современных искровых камер. Но особенно бурное развитие метода визуальной регистрации частиц началось лишь после 1956 года, когда Тяпкин^{/5/} разработал метод импульсного питания счетчиков Гейгера, а Конверси и др.^{/6/} - метод питания неоновых трубок. Применение импульсного питания к искровым камерам сделало их управляемыми и способными работать при больших фоновых нагрузках. Следующий важный шаг на пути создания современных разрядных и искровых камер был сделан в 1959 г. Фукуи и Миямото^{/7/}. Они предложили наполнять камеры смесью Пеннинга, состоящей из 99,5% неона и 0,5% аргона. Эта смесь обладает низким потенциалом зажигания, что благоприятствует эффективному образованию трека частицы в камере. Фукуи и Миямото показали принципиальную возможность получения в камере наклонного к направлению электрического поля разряда вдоль следа частицы. Последующие работы, в том числе и ряд работ автора, были направлены на тщательное изучение характеристик камер, улучшение их параметров и усовершенствование конструкций.

Решению проблем, связанных с исследованием камер, посвящены первая и вторая главы диссертации.

В первой главе описаны результаты исследований характеристик разрядных камер, имеющих междуэлектродный зазор 7 см.^{/8,10/}. При наполнении этих камер смесью 99,5% неона и 0,5% аргона до давления 760 мм рт.ст. было найдено, что время памяти камер составляет около 16 мксек (см.рис. 1), а предельный угол наклона трека частицы достигает $45^\circ - 50^\circ$. Причем оказалось, что время памяти камер в основном определяется следующими тремя процессами: а) уходом начальных электронов на электроды камеры вследствие диффузии; б) прилипанием электронов к

молекулам электроотрицательного газа и в) гашением разряда многоатомными примесями, которые обычно присутствуют в камере в неконтролируемом количестве. Эти выводы были подтверждены прямыми экспериментами. Так, при введении в камеру добавки четыреххлористого углерода (газ CCl_4 - сильно электроотрицателен) в количестве $3 \cdot 10^{-6}$ % время памяти уменьшалось примерно в 10 раз. Во столько же раз сокращалось время памяти камеры и при введении в ее объем 0,1% такой гасящей добавки, как метан (см. кривые на рис. 2)^{/10/}.

Заметное уменьшение времени памяти разрядных камер с большими междуэлектродными промежутками происходит при наложении на электроды переменного очищающего поля. Однако в этом случае кривые эффективности имеют медленно спадающие "хвосты" (см. рис. 1).

В экспериментах, выполненных на космических частицах и протонах от ускорителя, было установлено, что мертвое время разрядных камер составляет около 0,1 сек. Большая величина этого времени объясняется значительной плотностью образующихся в искре зарядов и атомов с возбужденными метастабильными уровнями. В этих экспериментах была установлена также зависимость между амплитудой импульсов, необходимой для образования треков в камере, и их длительностью. Эта зависимость представлена на рис. 3, откуда, в частности, следует, что при длительности импульса, равной $1,5 \cdot 10^{-7}$ сек, градиент электрического поля в камере должен быть не меньше 6,5 кв/см, а при длительности $1 \cdot 10^{-6}$ сек - не меньше 2 кв/см.

Проведенные исследования разрядных камер позволили создать устойчиво работающие камеры такого типа и впервые использовать их в эксперименте по измерению коэффициента спиновой корреляции $C_{кр}$ в упругом $p-p$ рассеянии при энергии 660 Мэв^{/11/}.

Во второй главе описаны исследования многослойных искровых камер, междуэлектродные промежутки которых равнялись одному сантиметру. Электроды этих камер были изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 7 мк и алюминиевых пластин толщиной 6 мм (см. рис. 4 и 5). Камеры наполнялись как чистыми газами - неоном и гелием, так и смесями - неоном с аргоном и неоном с гелием. Результаты исследований^{/12,13/} представлены соответствующими кривыми на рис. 6-10.

На рис. 6 изображено семейство кривых зависимости эффективности регистрации частиц в газовой смеси 99,6% неона и 0,4% аргона. Кривые 1-5 были сняты непосредственно после наполнения камеры газом, а кривые 6-9 - спустя 50 часов. Можно заметить, что кривые эффективности камеры со временем незначительно сдвигаются вправо. Смещение это вызывается, по-видимому, захватом начальных электронов молекулами электроотрицательного газа, попадающего в объем камеры с ее боковых поверхностей и электродов. Кривые, приведенные на рис. 6, имеют для всех значе-

ний очищающего поля крутой спад в сторону больших задержек импульса. С точки зрения использования искровых камер в экспериментах на пучках частиц от ускорителя такой ход кривых эффективности является наиболее благоприятным, так как позволяет задавать время памяти камеры близким к величине времени задержки импульса в аппаратуре.

На рис. 7 приводятся данные измерений эффективности камеры, наполненной гелием. Сравнивая кривые рис. 7 с соответствующими графиками рис. 6, можно заметить, что кривые рис. 7 имеют значительно большую пологость, чем кривые рис. 6. Вследствие этого использование гелия в качестве наполнителя искровых камер при работе в условиях большого фона является менее перспективным, нежели применение смеси из неона и аргона.

На рис. 8 даны результаты измерений эффективности камеры, наполненной смесью 80% неона и 20% гелия. Эта смесь интересна в том отношении, что она является отходом производства жидкого азота на криогенных предприятиях. Ее стоимость должна быть значительно ниже стоимости неона "особой" чистоты, который обычно используется в искровых камерах. Из сопоставления результатов, полученных для смеси неона с гелием (рис. 8) с данными для гелия (рис. 7) и смеси неона с аргоном (рис. 6) видно, что данные для смесей близки друг к другу. Отсюда следует, что газовая смесь из 80% неона и 20% гелия может с успехом использоваться в искровых камерах.

При исследовании искровых камер было замечено, что с увеличением очищающего поля эффективность камеры сначала падает, а затем вновь растет (см. рис. 9). Это явление вызывается, по-видимому, тем, что первичные электроны с ростом очищающего поля интенсивно образуют метастабильные состояния атомов основного газа, которые со временем ионизуют атомы другого газа (добавки), ионизационный потенциал которого ниже уровня метастабильного состояния.

Проверена работа камеры при различных давлениях газа. Результаты измерений представлены на рис. 10. Из этих данных видно, что искровая камера, наполненная гелием или смесью неона с аргоном, способна работать со 100%-ной эффективностью при сравнительно низких давлениях газа. Этот результат позволяет сделать полезный для практики вывод, который заключается в том, что, не снижая качества треков и эффективности регистрации частиц, можно добиться экономного расходования дефицитных газов.

Искровые камеры были успешно использованы в эксперименте по измерению коэффициентов спиновой корреляции C_{pp} и C_{kr} в упругом $p-p$ рассеянии при энергии 315 Мэв^{14/}.

В третьей главе рассматривается новый тип электронно-оптического преобразователя изображения — газоразрядный искровой электронно-оптический преобразователь (ГИЭОП), предложенный автором совместно с Петером^{15,16/}. Этот прибор представляет собой "гибрид" искровой камеры и газонаполненного фотоэлемента. Схема ГИЭОПа изображена на рис. 11. Принцип действия прибора следующий. Электрон, вышедший из фотокатода, под действием положительного смещения движется к управляющей сетке. Если в момент подхода электрона к сетке подать на анод положительный импульс напряжения, то электрон втянется в промежуток между сетками и вызовет между ними искровой пробой. Принцип действия прибора останется неизменным и в случае многих электронов, одновременно вышедших из фотокатода. Исследования, проведенные с моделями ГИЭОПа, показали, что сочетание в одном приборе фотокатода и разряда в газе позволяет с большой гибкостью управлять коэффициентом усиления света.

Часть вторая

Измерение тензора спиновой корреляции в упругом $p-p$ рассеянии и определение фаз рассеяния

Эта часть диссертации состоит из четвертой, пятой и шестой глав.

В четвертой главе установлены общие соотношения между компонентами тензора спин-спиновой корреляции и коэффициентами амплитуды $p-p$ рассеяния. Установлена также зависимость между коэффициентами спиновой корреляции и наблюдаемыми событиями $p-p$ рассеяния.

В пятой главе описан эксперимент по измерению коэффициента спиновой корреляции $S_{кр}$ в упругом $p-p$ рассеянии при энергии 860 Мэв под углом 90° в с.с.м.^{11/} Измерение $S_{кр}$ было выполнено с помощью разрядных камер, описанных в первой главе диссертации. В этом опыте было зарегистрировано 630 случаев коррелированного рассеяния протонов, которые распределились следующим образом:

$$\begin{aligned} N_{вв} &= 165 \pm 14, & N_{вн} &= 146 \pm 13, \\ N_{нн} &= 167 \pm 14, & N_{нв} &= 152 \pm 13, \end{aligned} \quad (1)$$

где индексы "в" и "н" означают направление движения протонов "вверх" и "вниз" после рассеяния на анализирующих мишенях. В этом же эксперименте была определена и анализирующая способность вторых мишеней, которая оказалась равной $0,5 \pm 0,1$. С учетом этой величины и данных (1) получено $S_{кр}(860 \text{ Мэв}, 90^\circ) = 0,22 \pm 0,18$. Отсюда следует, что разность фаз $\delta_s - \delta_d$ комплексных коэффициентов e и d амплитуды $p-p$ рассеяния больше нуля с вероятностью 0,9.

В шестой главе описан эксперимент по измерению коэффициентов спиновой корреляции $C_{\text{пл}}$ и $C_{\text{кр}}$ в упругом $p-p$ рассеянии при энергии 315 Мэв под углом 45° в с.д.м. [14]. Измерение коэффициентов выполнено с помощью искровых камер с тонкими электродами. Геометрия опыта изображена на рис. 12. В этом опыте было зарегистрировано 1683 случая коррелированного рассеяния протонов.

Для определения анализирующей способности вторичных мишеней на электронно-счетной машине подвергались отдельному анализу треки протонов, зарегистрированных только в левой (см. рис. 12), либо только в правой камерах соответственно. Угловая зависимость поляризации протонов определялась из статистического материала, полученного в эксперименте, по методу максимума правдоподобия. Функция правдоподобия записывалась в следующем виде:

$$L(a_i) = \prod_{i=1}^N (1 + a_i \cos \phi_i), \quad (2)$$

где

$$a_i = P_0 P_i, \quad (3)$$

P_0 (45° с.д.м.) = $0,37 \pm 0,02$ — поляризация протонов после первого рассеяния, P_i — анализирующая способность мишени под углом θ_i , N — число случаев рассеяния протонов в одной камере, зарегистрированных в интервале углов $\theta_i \pm \Delta\theta$, ϕ_i — азимутальный угол рассеяния i -го протона в камере. Максимум функции L находится в точке наивероятнейшей величины a_i^* . Таким образом, определение a_i^* сводится к нахождению экстремума функции L . Результаты анализа всех случаев рассеяния протонов на вторых мишенях представлены на рис. 13. Кривые рис. 13 хорошо аппроксимируются следующими функциями:

$$P_1(\theta) = \sin \theta [-6,10 + 19,60 \cos \theta - 24,14 \cos^2 \theta + 7,60 \cos^3 \theta] 10^3, \quad (4)$$

$$P_2(\theta) = \sin \theta [3,33 - 10,41 \cos \theta + 7,15 \cos^2 \theta]. \quad (5)$$

Среднее значение поляризаций P_1 и P_2 , определенных на интервалах углов $8^\circ-29^\circ$ и $30^\circ-60^\circ$, соответственно равны $\bar{P}_1 = 0,41 \pm 0,03$ и $\bar{P}_2 = -0,24 \pm 0,04$.

Анализ случаев коррелированного рассеяния протонов выполнялся также по методу максимума правдоподобия. Исходной формулой для составления функции правдоподобия служило выражение для угловой зависимости коррелированного рассеяния двух протонов

$$P_i = [1 + P_0(\theta) P_1(\theta_1^i) \cos \phi_1^i + P_0(\theta) P_2(\theta_2^i) \cos \phi_2^i + \quad (6)$$

$$+ C_{nn} P_1(\theta_1^I) P_2(\theta_2^I) \cos \phi_1^I \cos \phi_2^I + C_{kp} P_1(\theta_1^I) P_2(\theta_2^I) \sin \phi_1^I \sin \phi_2^I, \quad (6)$$

где θ - угол первого рассеяния в с.п.м., θ_1 и ϕ_1 ; θ_2 и ϕ_2 - углы второго рассеяния на первой и второй анализирующих мишенях в л.с. соответственно. По аналогии с (2) имеем

$$L(C_{nn}, C_{kp}) = \prod_{i=1}^N P_i, \quad (7)$$

где N - число корреляционных случаев рассеяния протонов. Максимум функции (7) находится в точке, где $C_{nn} = C_{nn}^*$ и $C_{kp} = C_{kp}^*$.

В результате анализа 1683 случаев коррелированного рассеяния протонов и учета всех поправок измерения было получено: $C_{nn} = +0,90 \pm 0,51$ и $C_{kp} = +0,74 \pm 0,51^{14/}$.

С учетом C_{nn} и C_{kp} выполнен фазовый анализ p - p рассеяния при энергии 310 Мэв. Варьировались оба набора фазовых сдвигов p - p рассеяния, ранее полученных в совместном фазовом анализе n - p и p - p данных при энергии 310 Мэв^{13/}. Найденные значения фазовых сдвигов представлены в таблице.

Т а б л и ц а
Фазовые сдвиги в градусах для ξ макс. = 3

| | Набор 1 | | Набор 2 | |
|------------|-----------------------|--------------------|-----------------------|--------------------|
| | Работа ^{13/} | Наст. работа | Работа ^{13/} | Наст. работа |
| χ^1 | | 32,1 ^{x)} | | 38,8 ^{x)} |
| θ^1 | 0,073±0,012 | 0,07±0,012 | 0,081±0,015 | 0,100±0,014 |
| ϕ^1 | -8,05±1,56 | -8,22±1,59 | -26,60±1,90 | -23,31±2,60 |
| θ^2 | -11,29±1,48 | -11,18±1,53 | -27,95±3,98 | -33,02±6,08 |
| ϕ^2 | -28,82±0,78 | -28,20±0,87 | -9,55±1,06 | -10,34±1,01 |
| θ^3 | 16,38±0,55 | 16,78±0,58 | 21,22±1,30 | 19,75±1,40 |
| ϕ^3 | 11,48±0,48 | 11,44±0,49 | 4,46±0,54 | 4,33±0,54 |
| θ^4 | -2,08±0,38 | -1,90±0,40 | -8,13±0,45 | -8,14±0,48 |
| ϕ^4 | 1,12±0,60 | 1,51±0,65 | -0,33±1,27 | 1,44±1,32 |
| θ^5 | -2,95±0,60 | -3,13±0,67 | -0,22±0,43 | -0,86±0,45 |
| ϕ^5 | 3,15±0,32 | 3,21±0,38 | 3,15±0,72 | 3,69±0,55 |

x) $\chi^2 = 29$.

Полученные в эксперименте значения коэффициентов спиновой корреляции содержат сравнительно большие ошибки. Это обстоятельство вызвано главным образом тем, что, как было обнаружено в опыте, протоны с энергией 29 Мэв слабо поляризуются при рассеянии на ядрах (см. рис. 13). Однако, несмотря на большие ошибки измерения C_{nn} и C_{kp} , учет этих величин в фазовом анализе p - p рассеяния привел к неко-

тому изменению средних значений фазовых сдвигов p -волн во втором наборе. Вместе с тем из полученных в фазовом анализе значений χ_1^2 , χ_2^2 и $\overline{\chi^2}$ следует, что существование первого набора фазовых сдвигов примерно в три-четыре раза более вероятно, чем второго набора.

З а к л ю ч е н и е

Изложенные в диссертации исследования разрядных и искровых камер и измеренные с их помощью коэффициенты спиновой корреляции позволяют сделать следующие выводы:

1. Изучены характеристики камер при наполнении их неоном, неоном с аргоном, гелием и неоном с гелием. Исследовано влияние многоатомных добавок H_2O , C_2H_5OH , CH_4 и CCl_4 на работу камер.

2. Газовым смесям $Ne + 0,4\% Ar$ и $80\% Ne + 20\% H_2$ соответствуют крутые спады кривых эффективности в зависимости от времени задержки импульса, что благоприятствует использованию этих смесей для наполнения камер, работающих в условиях большого фона.

3. Подтверждена гипотеза о зависимости эффективности регистрации частиц в камере от интенсивности гашения разряда многоатомными добавками и от величины смещения начальных электронов в результате диффузии. Найдено, что такие многоатомные добавки, как H_2O и C_2H_5OH , слабо воздействуют на время памяти, тогда как добавки CH_4 , напротив, существенно влияют на эту характеристику. Добавление в камеру $0,1\% CH_4$ уменьшает время памяти примерно в 10 раз.

4. В выполненных опытах подтвердилась идея о возможности использования в камерах добавок электроотрицательного газа, способного захватывать медленные электроны, для эффективного воздействия на величину времени памяти. Так, добавление в камеру $3 \cdot 10^{-6}\% CCl_4$ приводит к уменьшению времени памяти с 18 мксек до 1,8 мксек.

5. Амплитуда электрических импульсов, необходимая для образования треков в камере, зависит от их длительности. Чем меньше длительность используемых импульсов, тем больше должна быть их амплитуда.

6. Камеры могут эффективно работать при пониженном давлении газа.

7. Предложен новый тип электронно-оптического преобразователя - газоразрядный искровой электронно-оптический преобразователь (ГИЭОП), в котором для усиления светового потока используется разряд в газе.

Эксперименты с моделями ГИЗОПа показали, что сочетание в одном приборе фотокатода и разряда в газе позволяет с большой гибкостью управлять коэффициентом усиления света.

8. Выполненные исследования разрядных и искровых камер позволили использовать эти камеры в сложных экспериментах по измерению коэффициентов спиновой корреляции на пучке протонов от ускорителя.

9. Измерен коэффициент спиновой корреляции $C_{кр}$ в упругом $p-p$ рассеянии при энергии 660 Мэв под углом 90° в с.д.м.: $C_{кр} = +0,22 \pm 0,18$. Отсюда следует, что разность фаз $\delta_s - \delta_d$ комплексных коэффициентов e и d амплитуды $p-p$ рассеяния под углом 90° больше нуля с вероятностью 0,9.

10. Измерены коэффициенты спиновой корреляции $C_{пп}$ и $C_{кр}$ в упругом $p-p$ рассеянии при энергии 315 Мэв под углом 45° в с.д.м. Коэффициенты равны: $C_{пп} = +0,90 \pm 0,51$, $C_{кр} = +0,74 \pm 0,51$.

11. С учетом полученных значений $C_{пп}$ и $C_{кр}$ выполнен фазовый анализ $p-p$ рассеяния при энергии 310 Мэв. Анализ привел к некоторому изменению средних значений фазовых сдвигов p -волн во втором наборе, ранее определенных в работе /3/.

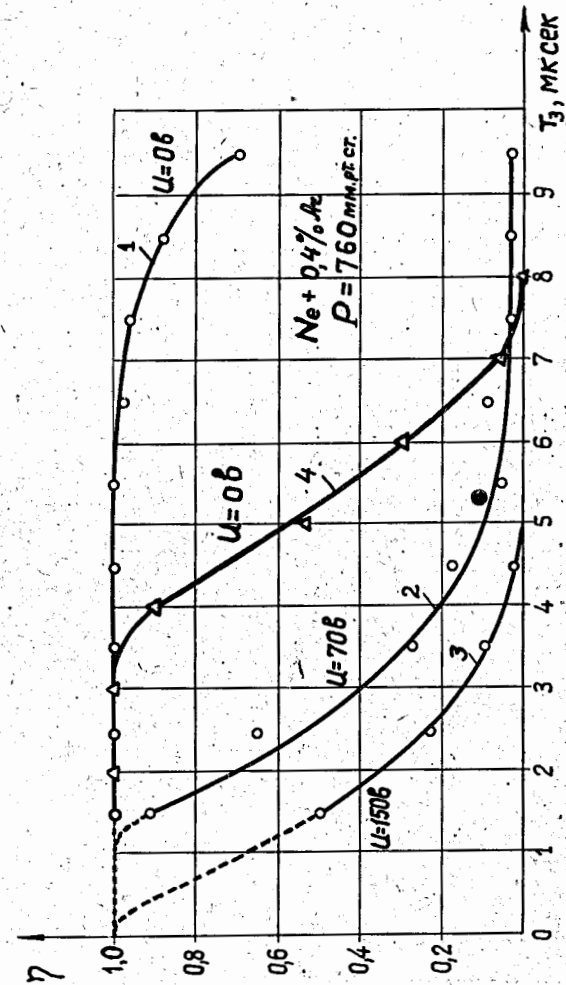
12. Полученные в эксперименте значения коэффициентов $C_{пп}$ и $C_{кр}$ при энергии 315 Мэв свидетельствуют в пользу первого набора фазовых сдвигов.

Л и т е р а т у р а

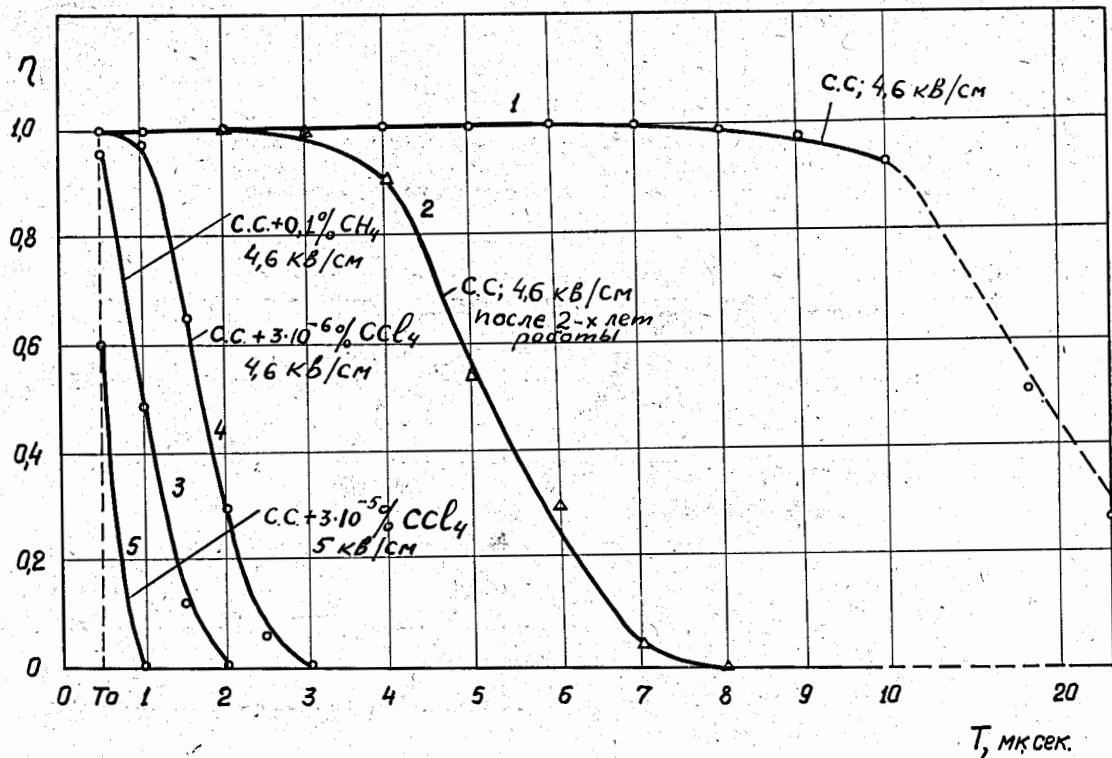
1. В. Владимирский, Я. Смородинский. ДАН СССР, 105, 713 (1955).
 2. H.Stapp, T.I.Ypsilantis. Phys. Rev., 105, 302 (1957).
 3. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. ЖЭТФ, 43, 1385 (1962); Препринт ОИЯИ Р-1011, Дубна, 1962.
 4. I.W.Keuffel. Rev. Sci. Instr., 20, 202 (1949).
 5. А.А. Тяпкин. ПТЭ, 3, 51 (1958).
 6. M.M.Conversi, S.Focardi, C.Franzineti, A.Cozzini, P.Murtas. Nuovo Cimento, 4, 234 (1956).
 7. S.Fukui, S.Miyamoto. Nuovo Cimento, 11, 113 (1959).
 8. А.М. Говоров, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Гисарев, Х. Позе. ПТЭ, 6, 49 (1981); Proceedings of an International Conference on Instr. for High-Energy Physics at Berkeley, p. 174, 1960.
- (Обзорный доклад А.И. Алиханяна и М.С. Козодаева).
9. G.Peter, A.A.Tyapkin, A.Pisarev, Tzou chu Lyan, G. Nucl. Instr. Met., 20, 201 (1963). Proceedings of the 1962 Conference on Instrumentation for High-Energy Physics at CERN.
 10. И.И. Громова, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Гисарев. Препринт ОИЯИ Р-1498, Дубна, 1984; Направлено в ПТЭ.

11. В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев, Х. Позе. ЖЭТФ, 42, 1209 (1962).
12. И.И. Громова, Ф. Легар, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. Препринт ОИЯИ Р-1416, Дубна 1963; Направлено в ПТЭ.
13. Ф. Легар, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. Препринт ОИЯИ Р-1499, Дубна, 1964; Направлено в ПТЭ.
14. Ю.М. Казаринов, Ф. Легар, Г. Петер, А.Ф. Писарев, К.М. Фальбрух. Препринт ОИЯИ Р-1617, Дубна, 1964; Направлено в ЖЭТФ; 1962 International Conference on High-Energy Phys. at CERN, p.726
(Обзорный доклад Л.И. Лалидуса).
15. А.Ф. Писарев, Г. Петер. Авторское свидетельство № 158027, 1964.
16. Г. Петер, А.Ф. Писарев, К.М. Фальбрух. ПТЭ, 4, 128 (1963).
17. А.Ф. Писарев. Препринт ОИЯИ Р-330, Дубна, 1959.
18. А.Ф. Писарев, Х. Позе. Препринт ОИЯИ Р-477, Дубна, 1960.

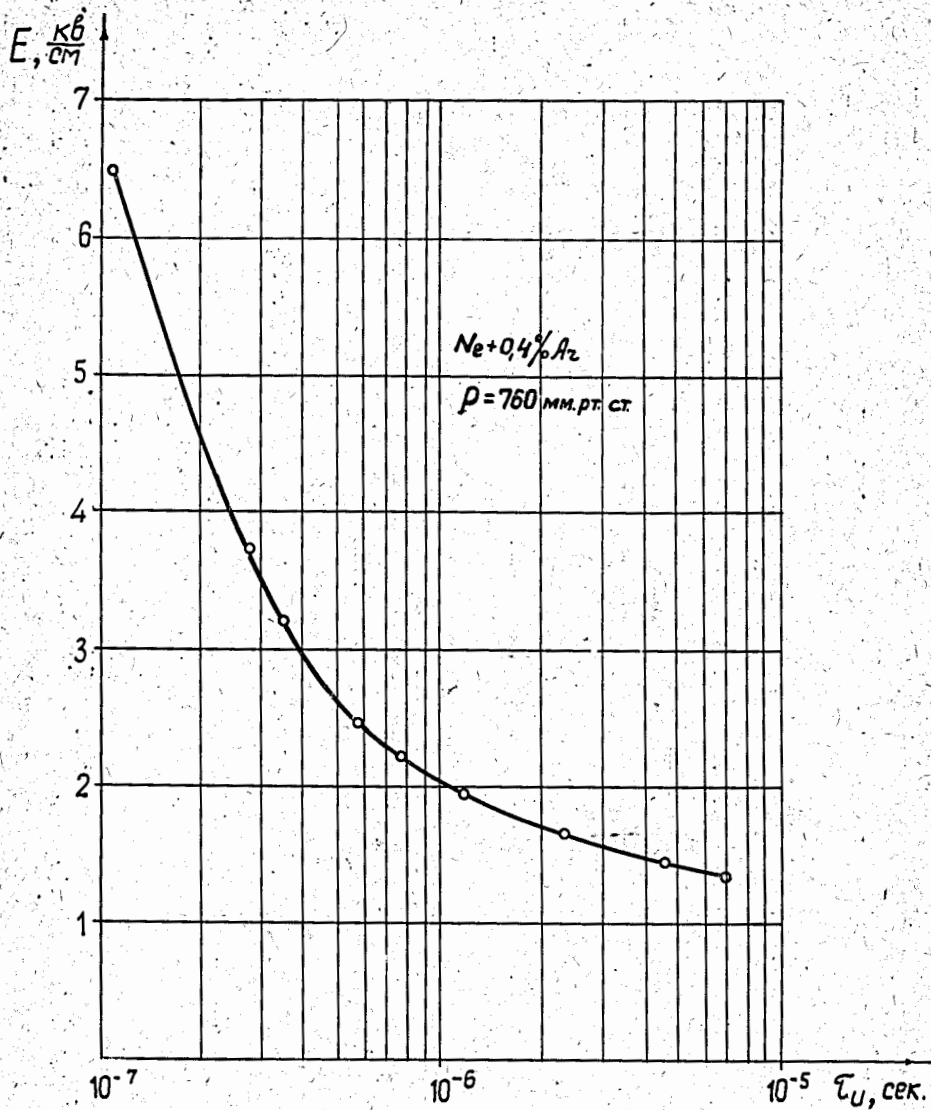
Рукопись поступила в издательский отдел,
24 апреля 1964 г.



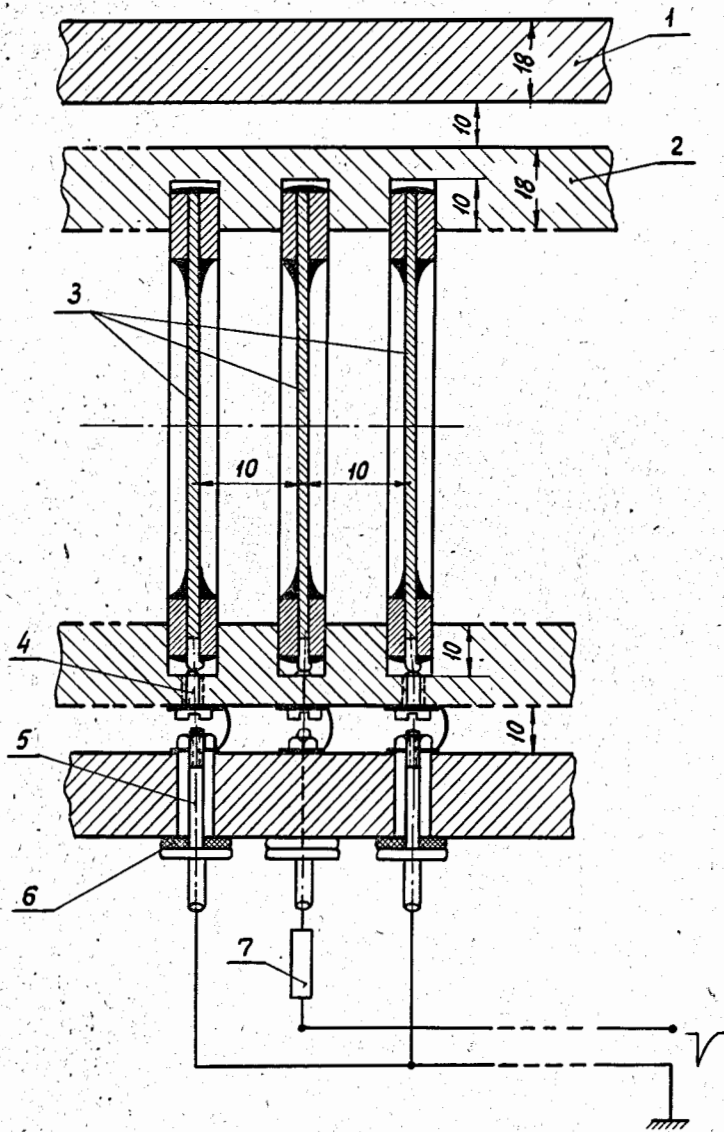
Р и с. 1. Зависимость эффективности разрядной камеры от времени задержки импульса. η - эффективность; τ_d - время задержки; μ - амплитуда очищающего поля; кривые 1-3 сняты вскоре после наполнения камеры газом; кривая 4 - после 2-х лет работы.



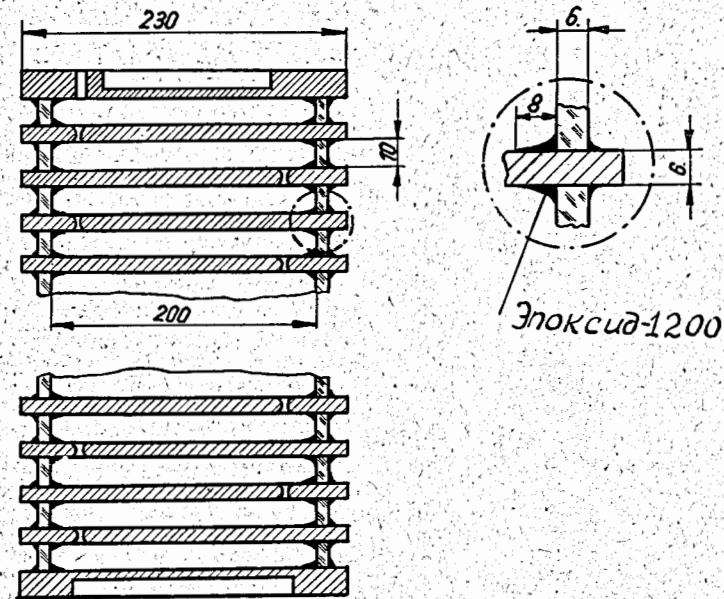
Р и с. 2. Эффективность регистрации частиц в разрядной камере при наполнении неоном с добавками Ar , CH_4 и CCl_4 . η и T — то же, что и на рис. 1; 1 — стандартная смесь (с.с.) из 99,8% неона и 0,4% аргона.



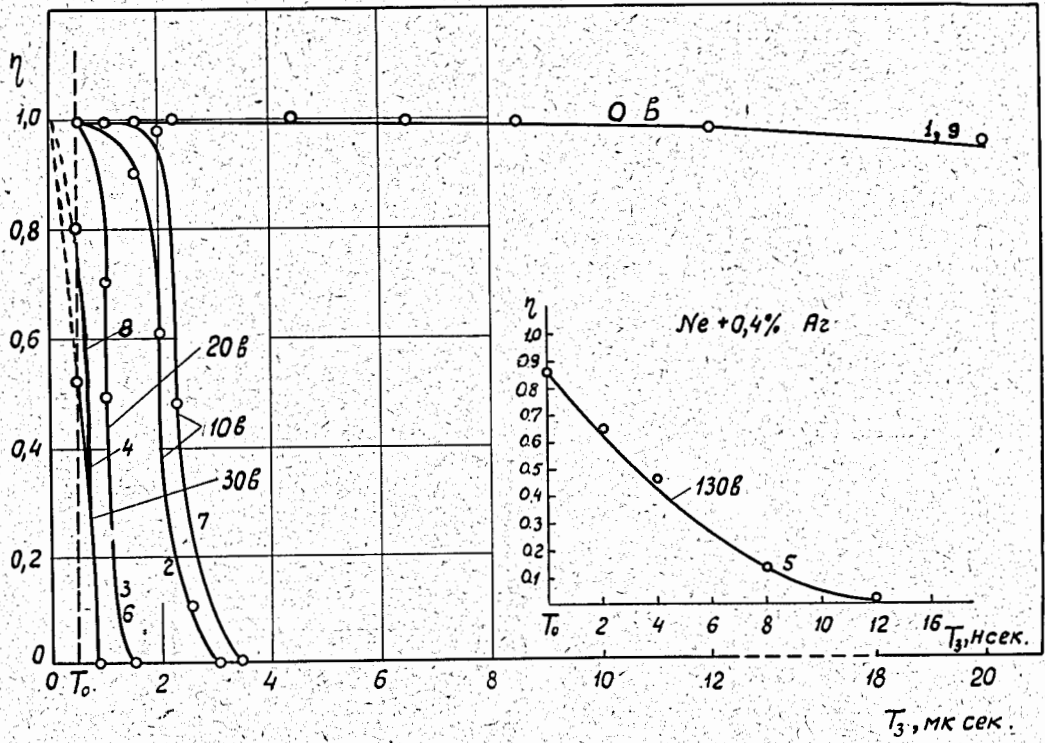
Р и с. 3. Зависимость амплитуды импульсов, необходимой для образования треков, от их длительности; E - напряженность поля в камере; τ_U - длительность импульса.



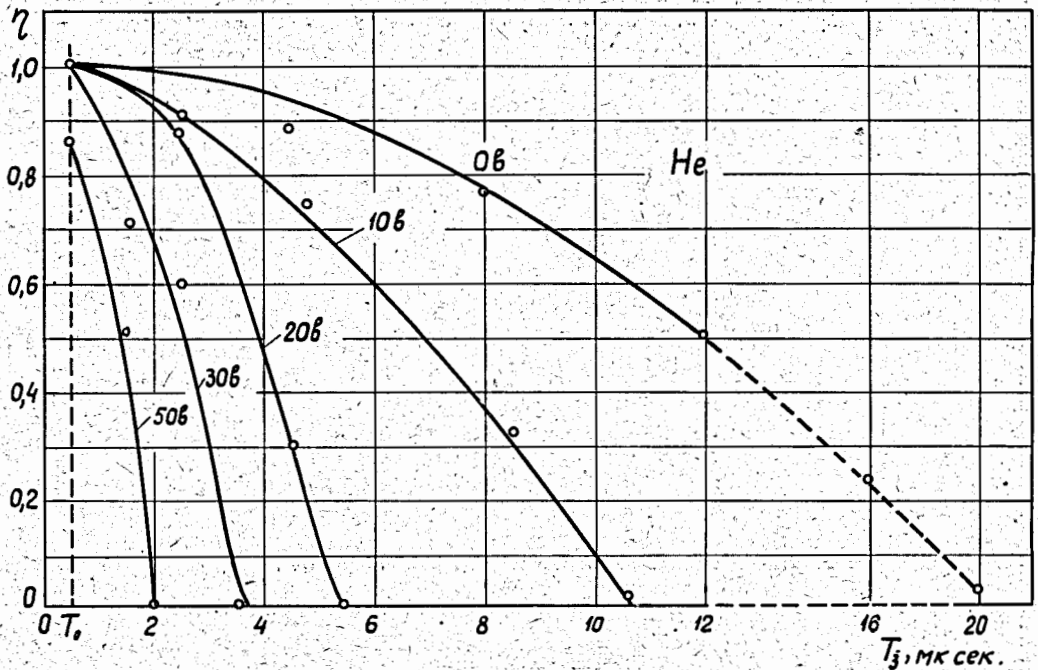
Р и с. 4. Конструкция искровой камеры с тонкими электродами.
 1 - наружный кожух, сделанный из оргстекла;
 2 - внутренний короб;
 3 - электроды;
 4 - упорный винт;
 5 - проходная клемма;
 6 - вакуумное уплотнение из резины.



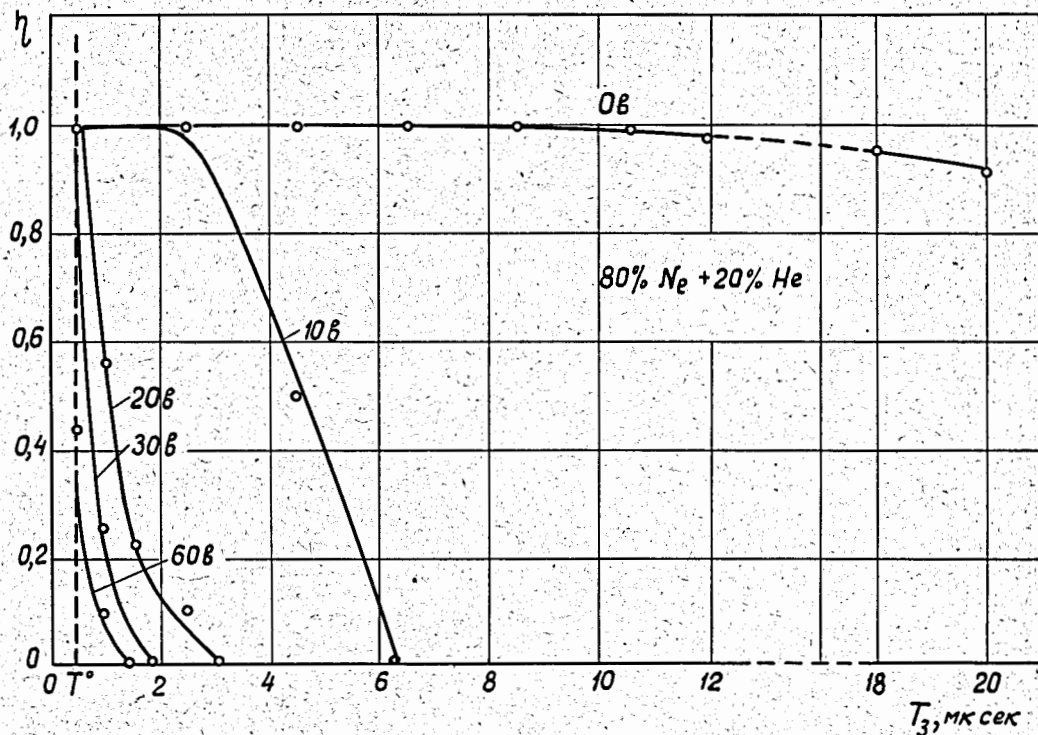
Р и с. 5. Конструкция искровой камеры с электродами из алюминиевых пластин.



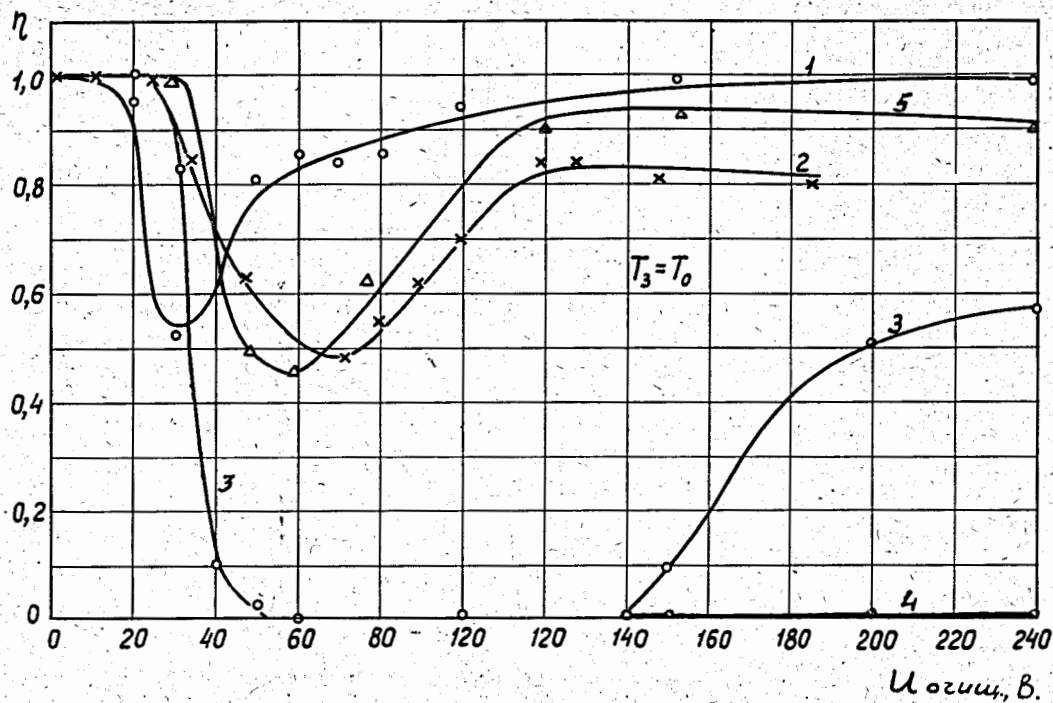
Р и с. 6. Эффективность искровой камеры в зависимости от времени задержки импульса и величины очищающего поля для $Ne + 0,4\% Ar$ (объяснение в тексте).



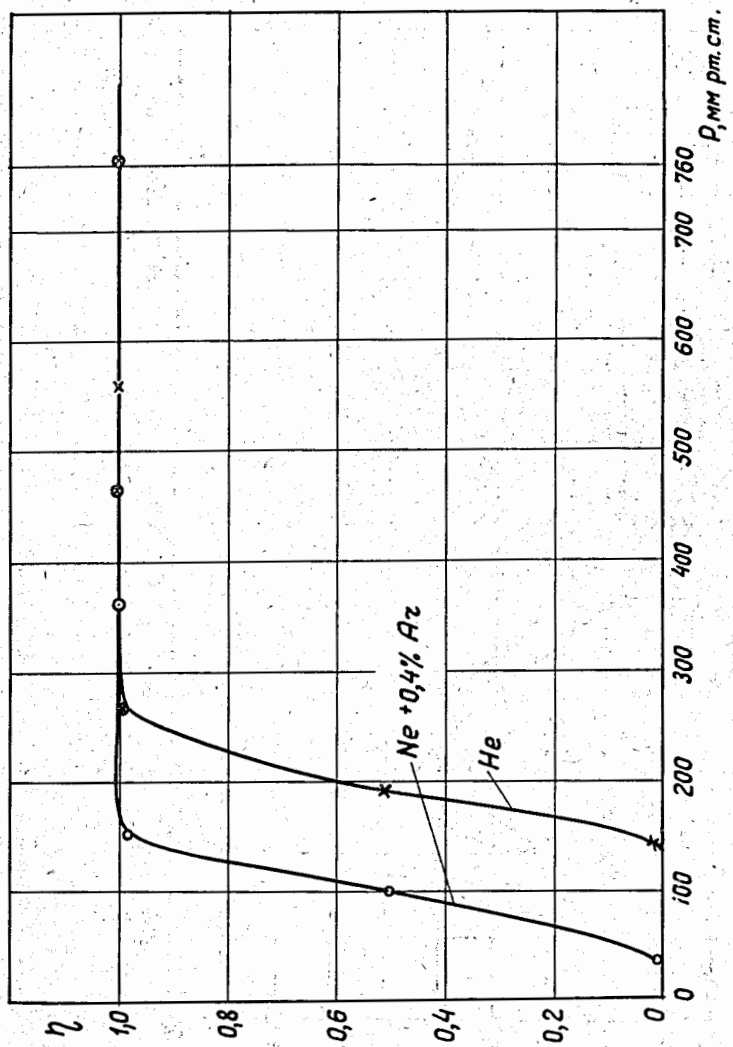
Р и с. 7. Эффективность искровой камеры в зависимости от времени задержки импульса и величины очищающего поля для Ne .



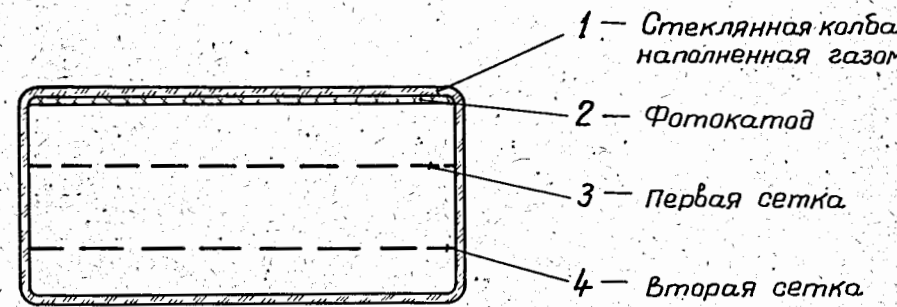
Р и с. 8. Эффективность искровой камеры в зависимости от времени задержки импульса и величины очищающего поля для 80% Ne + 20% He .



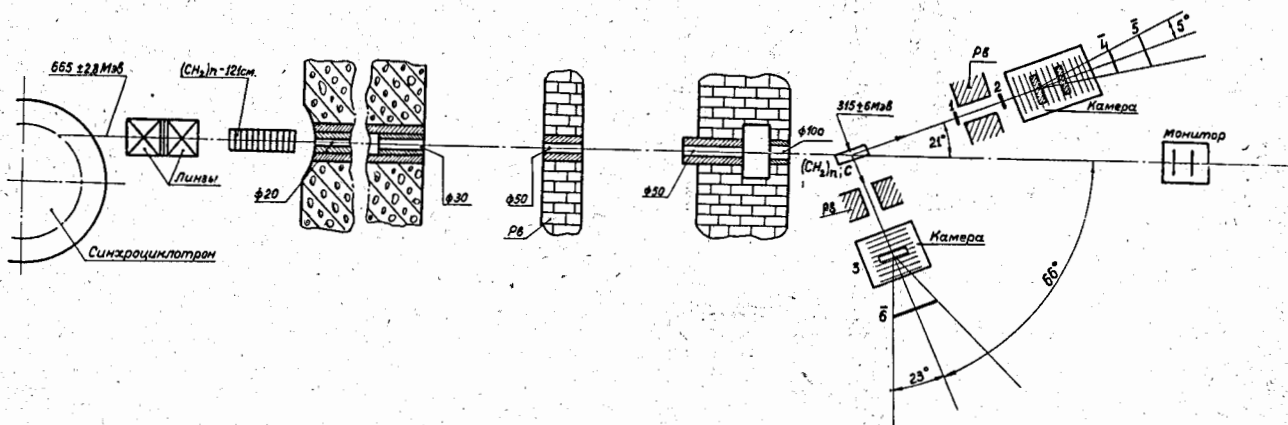
Р и с. 9. Зависимость эффективности искровой камеры от величины очищающего поля. 1 - свежая смесь Ne + 0,4% Ar ; 2,3,4 - та же смесь после 20, 60 и 100 часов работы соответственно; 5 - свежая смесь 80% Ne + 20% ..



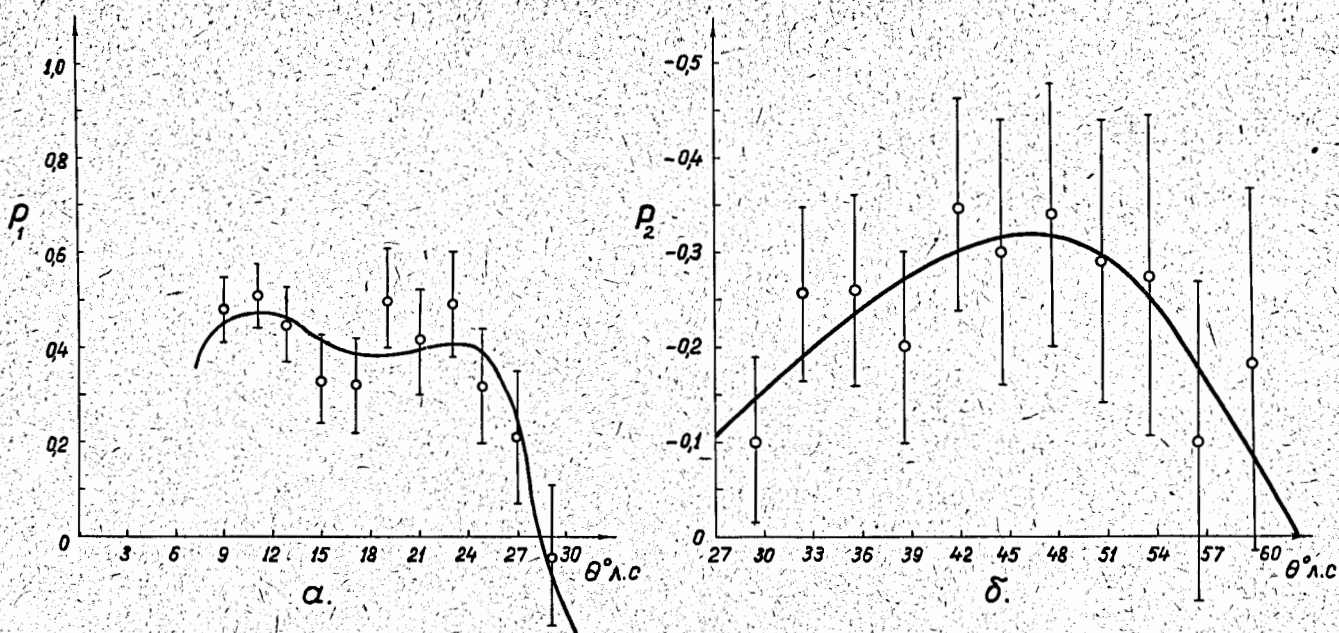
Р и с. 10. Зависимость эффективности искровой камеры от давления газа.



Р и с. 11. Принципиальная схема ГИЗОПа.



Р и с. 12. Схема эксперимента по измерению коэффициентов спиновой корреляции S_{pp} и S_{xp} .
 1,2,3 -счетчики совпадений;
 4,5,8 -счетчики антисовпадений.



Р и с. 13. Угловая зависимость поляризации протонов при рассеянии на анализирующих мишенях. а) Рассеяние протонов на алюминии при энергии 265 МэВ; б) Рассеяние протонов на угледе при энергии 29 МэВ. Сплошные кривые проложены по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов.