

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 344.14
ЖС-91

9/1-78

P13 - 11016

А. Журавик, Л. К. Лыткин, В. И. Никаноров, С. Отвиновски,
А. Ф. Писарев, А. А. Тяпкин, Л. П. Черненко

186/2-78

ИССЛЕДОВАНИЕ

ХАРАКТЕРИСТИК БОЛЬШИХ ИСКРОВЫХ КАМЕР

В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

1977

P13 - 11016

А.Журавик,¹ Л.К.Лыткин, В.И.Никаноров, С.Отвиновски,²
А.Ф.Писарев, А.А.Тяпкин, Л.П.Черненко

ИССЛЕДОВАНИЕ

ХАРАКТЕРИСТИК БОЛЬШИХ ИСКРОВЫХ КАМЕР

В МАГНИТНОМ ПОЛЕ



¹ Варшавский университет, ПНР.

² Институт ядерных исследований, Варшава, ПНР.

Журавик А. и др.

P13 - 11016

Исследование характеристик больших искровых камер
в магнитном поле

Исследована эффективность одновременной регистрации большого числа частиц в камерах с зазором 2 см в зависимости от угла разлета частиц в ливне и расстояния между образующимися искрами. Измерены также время памяти камер и стаггеринг искр в зависимости от электроотрицательных добавок и величины электрического и магнитного полей. Приводятся точностные характеристики камер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Zurawik L. et al.

P13 - 11016

Investigation of Characteristics of Big Spark Chambers
in Magnetic Field

The effectiveness of simultaneous registration of a great number of particles in chambers 2 cm gap was investigated as a function of their flight out angles in a shower and the distance between sparks produced. The chamber resolution time and spark staggering as a function of electronegative additions and of values of electric and magnetic fields are also studied. Chamber precision characteristics are presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Большие оптические искровые камеры по широте использования в физических экспериментах на современных ускорителях занимают одно из ведущих мест среди детекторов трекового типа. Поэтому детальное изучение основных рабочих характеристик таких приборов представляет определенный интерес как в плане оценки эффективности таких камер в физических экспериментах, так и в связи с учетом погрешностей, вносимых подобными детекторами в изучаемые физические величины. С этой точки зрения наиболее важными характеристиками оптических искровых камер большого размера являются ливневая эффективность, пространственная точность локализации следов частиц и разрешающее время.

Ниже приводятся результаты экспериментального исследования искровых камер, имеющих размер $110 \times 130 \times 2$ см³. Исследование проводилось на пучке π -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с ускорителя ИФВЭ в Серпухове.

ЛИВНЕВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Ливневая эффективность искровых камер при заданном зазоре зависит, как известно, от параметров высоковольтного импульса питания, состава газового наполнения и светового порога регистрации искр. В данных экспериментах пороговым элементом в системе регистрации являлась фото пленка с чувствительностью 700 ед.ГОСТ. Камеры заполнялись неоном марки "особой чистоты". Для этого газа ранее в работе^{1/} была показана линейная связь логарифма световыхода из искры и логарифма энергии, выделенной в искре:

$$\lg N = 1,48 \lg W + \lg \left[\frac{\tau m^2}{(j/D)^2 (1+m)^2} \right] + 2,82,$$

где N - световой выход из искры /лк.с/; W - энергия в искре /Дж/; τ - коэффициент пропускания оптики; m - коэффициент уменьшения изображения; j/D - относительное отверстие объектива.

В этих опытах относительное отверстие объектива было равно 13 и, следовательно, необходимая для фоторегистрации энергия в искре должна была быть равна $w_0 = 3,5 \times 10^{-2}$ Дж. Камеры имели собственную электрическую емкость 0,650 нФ, и питание осуществлялось импульсами с амплитудой 23 кВ. Поэтому запасенная энергия в камерах составляла $W = 17,5 \times 10^{-2}$ Дж. За счет этой энергии можно было проявлять $W/W_0 \approx 5-6$ искр. Для достижения высокой эффективности регистрации большого числа искр требовалось обеспечить подпитку камер от генераторов, имеющих импеданс, значительно меньший, чем волновое сопротивление камер. Мы установили, что для надежной регистрации в камере около 20 частиц отношение указанных импедансов должно быть не меньше 3. При этом, естественно, необходимо иметь минимальную задержку импульса питания ≤ 1 мкс/ и минимальное время формирования его переднего фронта ≤ 60 нс/.

Вероятность возникновения искры в рабочем зазоре в общем случае зависит от числа частиц N , пересекающих камеру, угла между траекторией частицы и направлением поля в камере Θ и от взаимного расстояния между следами частиц. Если обозначить эту вероятность через $P(X, \Theta, N)$, то вероятность отсутствия в модуле обеих искр будет, очевидно, равна $P_0(X, \Theta, N) = (1 - P(X, \Theta, N))^2$. Соответственно вероятность образования искры в одном из промежутков модуля будет $P_1 = 2P(X, \Theta, N)[1 - P(X, \Theta, N)]$; вероятность образования двух искр $P_2 = P^2(X, \Theta, N)$.

В опытах одновременно использовалось десять двух-промежуточных модулей искровых камер. Первый модуль был размещен на расстоянии 6,5 см по пучку от мишени,

в которой генерировались вторичные частицы; последующие модули - на расстоянии 20 см друг от друга. В функции $P(X, \Theta, N)$ за величину X принята координата размещения соответствующего модуля, если за начало отсчета принять положение мишени. По существу, координата X и угол Θ каждого трека, а также число регистрируемых частиц определяют расстояние между искрами в модулях.

За трек частицы принималась совокупность из 4 искр, лежащих на одной прямой, выходящей из области взаимодействия в мишени. Очевидно, что вероятность обнаружить трек из 4 искр при k -потенциально возможном числе искр равна:

$$B(\Theta, N, K) = \sum_{i+j+\ell+\dots+r \geq 4} P_{1i}(\Theta, N) P_{2j}(\Theta, N) P_{3\ell}(\Theta, N) \dots P_{kr}(\Theta, N).$$

Здесь $i, j, \ell, \dots, r = 1, 2$; суммирование производится по всем возможным комбинациям индексов i, j, ℓ, \dots, r . Для обогащения статистики точки по множественности объединялись попарно: 1,2; 3,4; ... 17,18.

Всего было обработано 1500 треков. На рис. 1-5 представлены некоторые сечения функции $P(X, \Theta, N)$. Ошибки указаны только статистические. Экспериментальные точки аппроксимировались двумя функциями:

$$P(X, \Theta, N) = \frac{1}{1 + \text{EXP}[B + (A + D \cdot \Theta)N + CX]},$$

$$P'(X, \Theta, N) = \frac{1}{1 + \text{EXP}[B + (A + D \cdot \Theta)N + CX/\sqrt{N} + E \cdot X \cdot N]}.$$

Величина χ^2 для первой из этих функций равна 229 при 182 степенях свободы; для второй функции $\chi^2 = 219$ при 181 степени свободы. Практически эти функции оказались неразличимыми. Значения найденных пара-

метров A, B, C, D, E для аппроксимирующих функций приведены в таблице.

Параметры	Для первой функции	Для второй функции
A	0,34992	0,3798
B	-3,0384	-3,3710
C	-0,03738	-0,0559
D	0,24605	0,2503
E	-	-0,00168

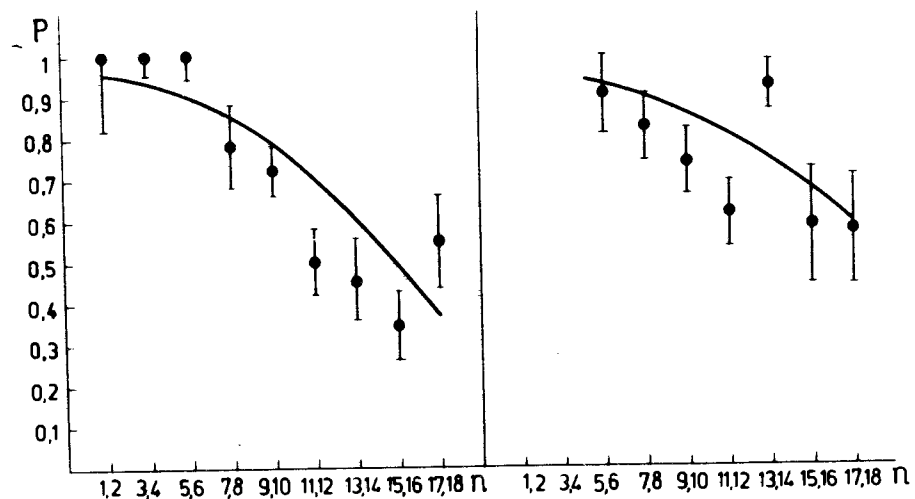


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для углов $\Theta(0,4-0,6)$; $\Theta(0,6-0,8)$.

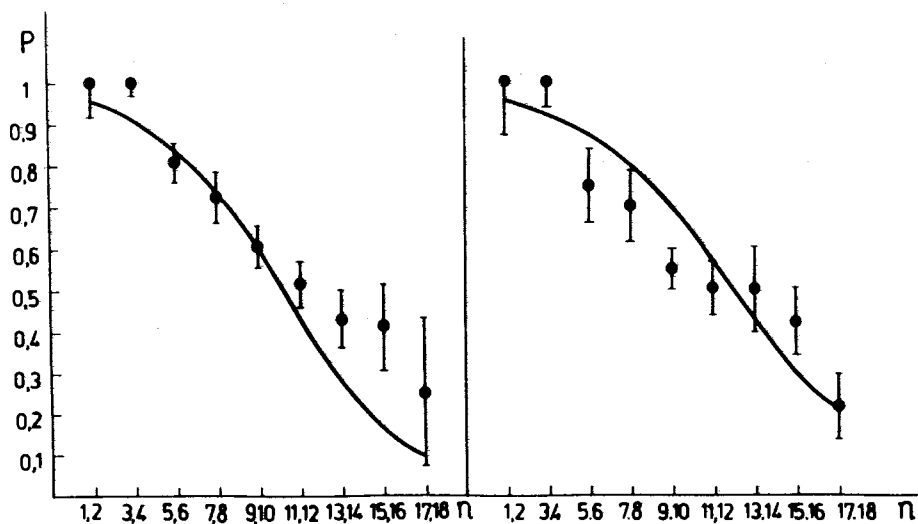


Рис. 1. Вероятность $P(X, \Theta, N)$ в зависимости от числа частиц в событии первого искрового модуля в двух интервалах углов: $\Theta(0-0,2)$; $\Theta(0,2-0,4)$.

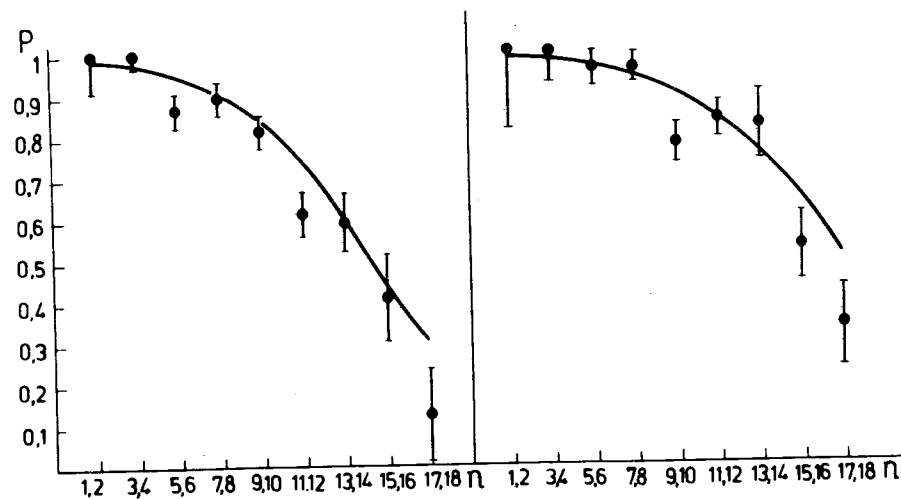


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для третьего искрового модуля и двух интервалов углов: $\Theta(0-0,2)$; $\Theta(0,2-0,4)$.

Из приведенных на рис. 1-5 графиков видно, что для углов $\Theta \leq 0,4$ радиана в 10 искровых модулях с высокой эффективностью регистрируются 17-18 частиц. Для частиц, летящих под большими углами, начинает сказываться акцептанс. Так, для углов $0,4 \leq \Theta \leq 0,6$ радиан эффективная длина регистрации составляет 3-4 модуля. В частности, для 4 модулей при множественности 15 в рассматриваемой геометрии потеря треков составляет 10%, соответственно для 3 модулей и множественности 17-18 частиц - около 20% треков.

Нами установлена интересная закономерность: при множественном рождении на ядрах при больших углах вылета частиц часто возникают короткие, но "жирные" треки со 100%-ной эффективностью /т.е. без потерь искр на всей видимой длине/регистрации. В этих событиях эффективность регистрации остальных треков, как правило, оказывалась заниженной в тех зазорах, в которых наблюдался "жирный" трек. По-видимому, в этом случае камеры работают в пропорциональном ре-

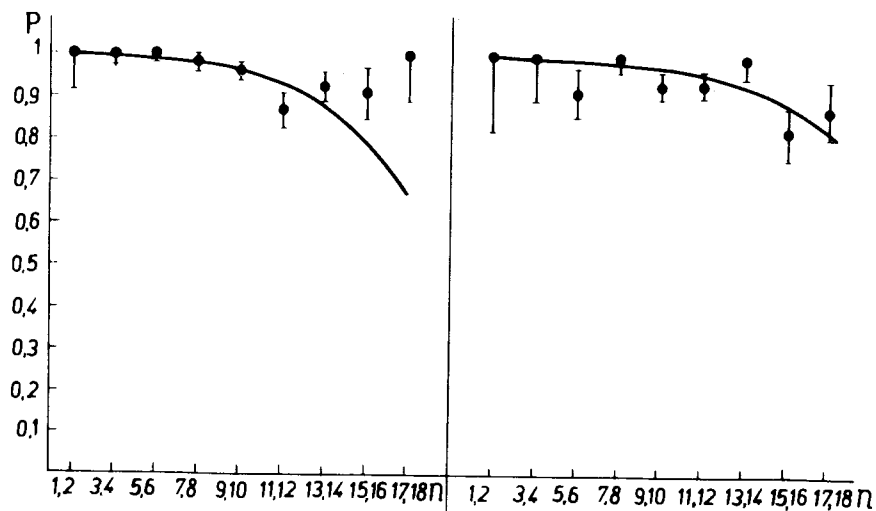


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, для пятого искрового модуля и двух интервалов углов: $\Theta(0-0,2)$; $\Theta(0,2-0,4)$.

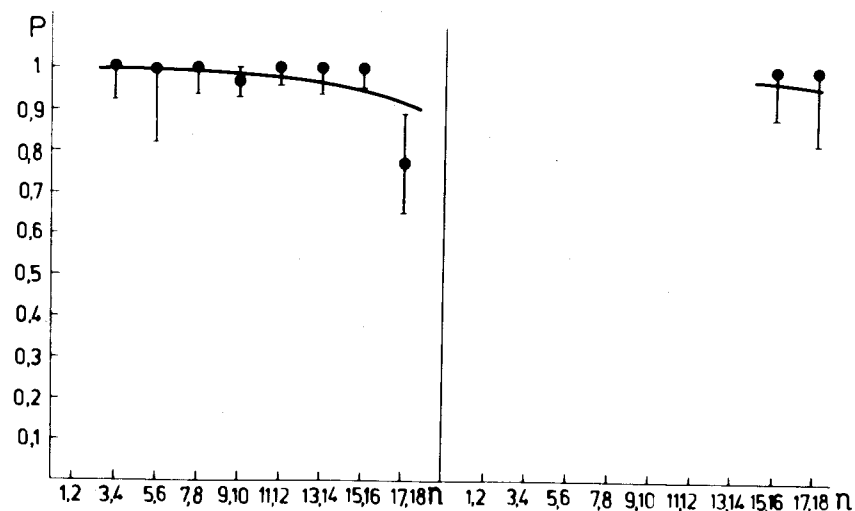


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для углов $\Theta(0,4-0,6)$; $\Theta(0,6-0,8)$.

жиме и обрезание эффективности регистрации частиц происходит за счет пороговой чувствительности фото-пленки.

ВРЕМЯ ПАМЯТИ КАМЕР И СТАГЕРИНГ ЯДЕР

Время памяти искровых камер обычно регулируется величиной очищающего поля. Однако такой метод становится малоэффективным для камер с зазором ≥ 20 мм, т.к. время дрейфа электронов при допустимой величине очищающего поля 100 В/см остается достаточно большим: ≥ 5 мкс. При таких параметрах очищающего поля и времени памяти для камер, работающих в магнитном поле, стагеринг искр становится чрезвычайно большим.

В магнитном поле сильно увеличивается также время памяти за счет так называемого $E \times H$ -эффекта. К настоящему времени подробные исследования данного явления были выполнены на искровых камерах с зазором

$< 1 \text{ см}^{/2,4/}$. Нам представлялось интересным продолжить эти исследования с камерами большего зазора как в плане получения фактических данных о времени памяти таких камер, так и с целью дополнения существующих сведений по $E \times H$ -эффекту для проверки различных моделей эффективности образования искры по следу частицы. На рис. 6 приведены экспериментальные кривые для времени памяти камер с зазором 2 см в зависимости от величины магнитного поля. Камеры были заполнены чистым неоном.

Для уменьшения времени памяти до 2 мкс использовались галогенные добавки /фреон 12 В1/ на уровне

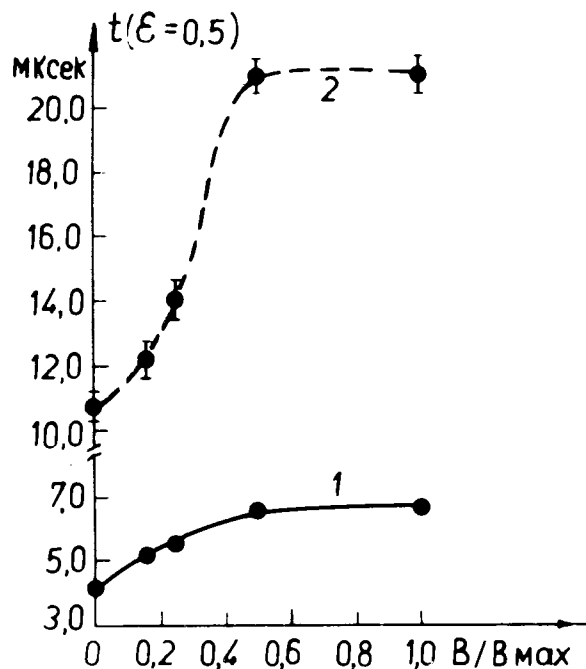


Рис. 6. Время памяти в зависимости от величины магнитного поля; $B_{\max} = 17,6 \text{ кГс}$; $U_{0ч} = 25 \text{ В/см}$. ϵ - эффективность регистрации одиночной частицы. 1 - генераторы настроены на регистрацию одночастичных событий / $t_u \geq 0,15 \text{ мкс}$ /; 2 - генераторы настроены на регистрацию многочастичных событий / $t_u \leq 0,5 \text{ мкс}$ /.

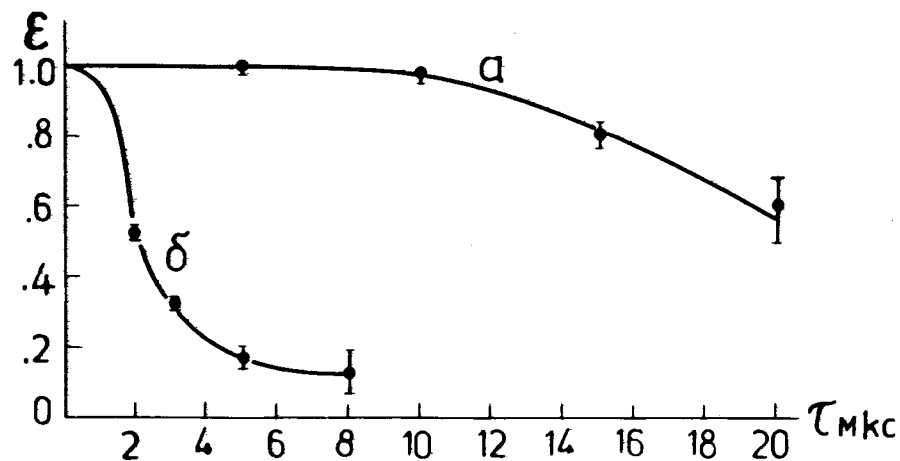


Рис. 7. Эффективность регистрации одной частицы в зависимости от задержки высоковольтного импульса при величине магнитного поля $B = B_{\max} = 17,6 \text{ кГс}$; а/ чистый неон; б/ неон + 5×10^5 фреона 12 В1.

5×10^{-5} от величины атмосферного давления /рис. 7/. С точки зрения физики газового разряда величина этих добавок мала, и она практически не влияет на частоту столкновений электронов с основным газом, т.е. на эффективность регистрации частиц в камере.

На рис. 8а приведена зависимость стагеринга искр в соседних зазорах искрового модуля от величины магнитного поля /полярности высоковольтных импульсов и очищающего поля противоположны/. Измерения сделаны для одиночных частиц, проходящих перпендикулярно электродам. Такая зависимость имеет хорошее теоретическое объяснение /2,3/ и может быть представлена в следующей форме:

$$2s \sim U_0 \frac{\omega/\nu_0}{1 + (\omega/\nu_0)^2},$$

где $2s$ - величина стагеринга, ω - ларморова частота обращения свободных электронов в магнитном поле, ν_0 - частота столкновений электронов с атомами рабочего газа; U_0 - скорость дрейфа электронов.

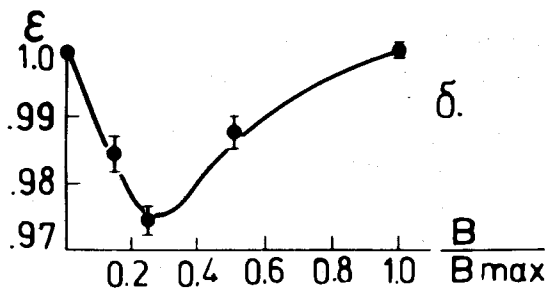
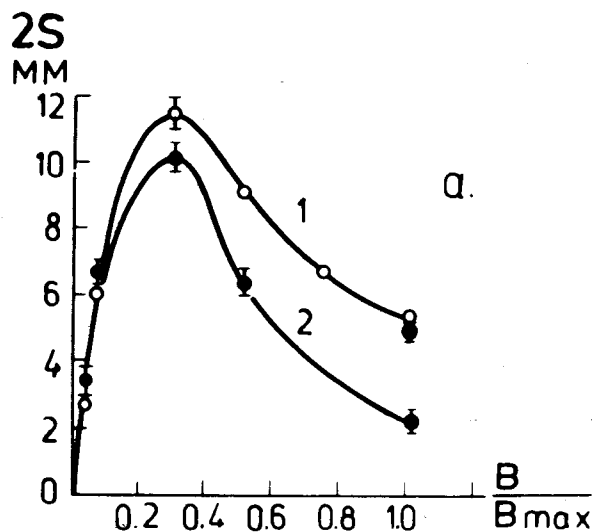


Рис. 8. а/ Стагеринг искр $2s$ в соседних зазорах модуля в зависимости от величины магнитного поля $U_{оч} = 50$ В/см. Кривая 1 /кружки/ - расчетная зависимость. Экспериментальные точки на этой кривой даны с учетом влияния высоковольтного импульса на величину стагеринга. Кривая 2 построена по экспериментальным точкам без указанных поправок; б/ эффективность регистрации одной частицы в зависимости от величины магнитного поля при использовании очищающего поля, компенсирующего действие высоковольтного импульса на величину стагеринга.

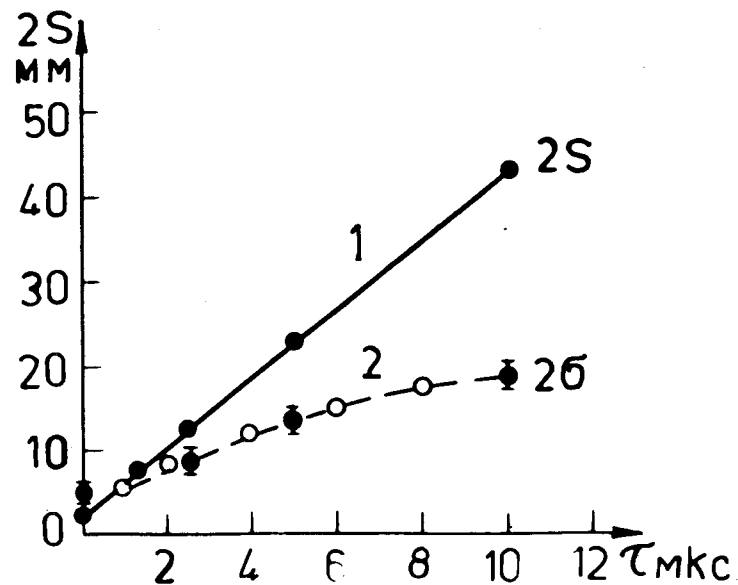


Рис. 9. Величина стагеринга $2s$ /кривая 1/ и ее флуктуация $2\sigma_{2s}$ /кривая 2/ в зависимости от времени задержки импульса. Величина $U_{оч} = 50$ В/см; $B = B_{max} = 17,6$ кГс.

Следует заметить, что теоретическая кривая хорошо совпадает с экспериментальными данными лишь в тех точках, где учтено действие высоковольтного импульса $2s (B.V.I. + U_{оч}) - 2s (B.V.I.)$, т.к. с последним связана частота неупругих соударений электронов с атомами газа. Из этих данных можно установить, что частота неупругих соударений электронов с атомами газа примерно в четыре раза выше частоты упругих столкновений.

Здесь уместно отметить, что эффективность регистрации частиц при заданном очищающем поле зависит от величины магнитного поля. Подобная зависимость эффективности регистрации одной частицы показана на рис. 8б. Величина очищающего поля в этом случае выбиралась из условия равенства нулю стагеринга:

$$2s (B.V.I. + U_{оч}) = 0.$$

“Провал” на кривой свидетельствует о минимальном времени памяти камер при $\omega/\nu_0 = 1$.

На рис. 9 и 10 показаны зависимости стагеринга искр и флюктуации этой величины от времени задержки импульса при эффективности регистрации одной частицы, равной 100%. Видно, что стагеринг растет линейно со временем, а флюктуации - как \sqrt{t} , где t - время задержки высоковольтного импульса. Из этих данных следует, что коэффициент диффузии электронов в скрещенных $E \times H$ полях получается равным $0,7 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$. В случае же диффузии электронов только в электрическом поле эта величина составляет $3 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$. Зависимость стагеринга от величины очищающего поля практически близка к линейной в интервале углов $0^\circ \pm 17^\circ$ /рис. 4/. Для компенсации действия высоковольтного

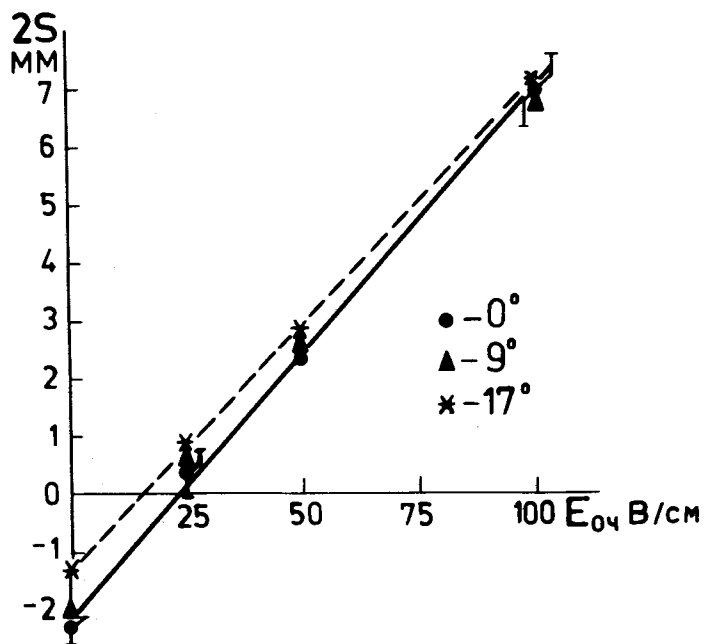


Рис. 10. Зависимость стагеринга искр $2s$ от величины очищающего поля при $B = B_{\max} = 17,6 \text{ кГс}$ для трех значений углов.

импульса на величину стагеринга необходимо использовать очищающее поле $\sim 45 \text{ В/см}$. Ошибка, отмеченная на рис. 10, соответствует флюктуации положения искры в пространстве относительно трека. Следует отметить также, что присутствие в камерах галогенной добавки указанного количества не влияет на величину стагеринга.

Полученные результаты по изучению стагеринга указывают на простой способ “управления” стагерингом с помощью компенсирующего электрического поля. Величину стагеринга искр в магнитном поле, как видим, можно сделать весьма незначительной и, как следствие, сохранить высокую пространственную точность формирования треков в искровой камере.

В заключение авторы выражают признательность О.А.Займидороге и В.В.Вишнякову за полезные обсуждения экспериментальных результатов, изложенных в этой работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стерлигов А.Г., Ананьин П.С., Усов Ю.П. Тезисы докладов Всесоюзной конференции по разработке и практическому применению электронных ускорителей. Изд. ТГУ, Томск, 1972, с.167.
2. Некрасов К.Г. ОИЯИ, Р13-5811, Дубна, 1971.
3. Никаноров В.И. ОИЯИ, Р13-7171, Дубна, 1973.
4. Арефьев А.Ф. и др. ПТЭ, 1970, 6, с.34.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 октября 1977 года.