

## Исследование пучка частиц с энергией до 70 Гэв искровым спектрометром

И. А. АЛЕКСАНДРОВ, В. Н. БОЛОТОВ, М. Н. ДЕВИШЕВА,  
М. И. ДЕВИШЕВ, В. В. ИСАКОВ, А. В. САМОЙЛОВ

УДК 539.1.074

Точность и качество экспериментов, проводимых на современных ускорителях, в значительной мере определяются характеристиками магнитооптических каналов, формирующих пучки вторичных частиц. Поэтому сопоставление теоретических расчетов с непосредственными результатами измерений представляется важным с нескольких точек зрения. Во-первых, такое сопоставление дает возможность оценить точность расчетов и правомерность принятых приближений. Знание точности расчетной процедуры является существенным при проектировании будущих каналов и определяет интервал поиска их оптимального режима. Во-вторых, получение такой информации позволяет независимым путем проверить методику наладки канала. В-третьих, появляется возможность проверки стабильности характеристик канала в процессе его эксплуатации и проведения экспериментов.

Основные характеристики пучка частиц, сформированного в магнитооптическом канале: абсолютное значение среднего импульса частиц, транспортируемых каналом; импульсный состав пучка в различных режимах работы канала; фазовые параметры пучка (размеры и расходимость) в ряде сечений канала.

Наличие в канале магнитного искрового спектрометра обеспечивает получение информации об импульсно-пространственно-угловом распределении частиц в пучке. Преимущества искрового спектрометра для исследования канала связаны с его высоким пространственным разрешением и хорошей точностью определения импульса частиц вплоть до 100 Гэв/с. Благодаря искровому спектрометру становится возможным исследование фоновых условий в канале при различных режимах его работы.

В настоящей работе проведена оценка точности расчетов одного из каналов ускорителя ИФВЭ [1] путем сравнения с результатами измерений на искровом спектрометре. Набор статистики производился во время градуировочных измерений, осуществляющихся в ходе эксперимента по поиску частиц с дробным зарядом [2]. В течение этих измерений канал настраивался на импульс 60 или 65 Гэв/с со средним углом вылета частиц из мишени  $\bar{\theta}$ , равным 11 ± 0,14 мрад соответственно.

### Магнитный искровой спектрометр

**Описание установки.** Магнитный искровой спектрометр [2] состоит из четырех широкозазорных искровых камер и помещенного между ними магнита СП-12А1 [3]. Искровые камеры с зазором 200 мм и рабочей площадью 400 × 400 мм<sup>2</sup> наполнялись неоном. При срабатывании системы сцинтилляционных счетчиков и системы логической электроники на камеры подавался высоковольтный импульс с амплитудой 160 кВ и временем нарастания 10 нсек. Камеры фотографировались в обеих проекциях двумя фоторегистраторами, что повышало надежность регистрации событий. Для определения distortий и введения соответствующих поправок во время каждой экспозиции производилось фотографирование специальных струн. Обработка пленок производилась на полуавтоматических столах, работающих в линии с вычислительной машиной «Минск-2» [4].

**Определение импульса частиц в магнитном искровом спектрометре и возможные ошибки.** Импульс частиц в спектрометре находился по формуле

$$P = \frac{0,3BL}{\varphi},$$

где  $\varphi$  — угол отклонения частицы в магнитном поле, рад;  $BL$  — отклоняющая сила магнита, тл·м. Угол отклонения в магнитном поле определяется по разности угла входа  $\theta_{вх}$  и выхода  $\theta_{вых}$  частицы в спектрометре, которые могут быть измерены по координатам трека  $x$  в двух камерах, разнесенных на известное расстояние  $l_{ik}$  ( $ik$  — индексы, обозначающие номер камеры), или по направлению трека  $\theta_1$  в любой из камер. Тогда  $\theta_{вх}$  равен  $\theta_1$  или  $\theta_2$ ;  $\theta_{вых}$  равен  $\theta_3$  или  $\theta_4$ . В обоих случаях  $\varphi = \theta_{вых} - \theta_{вх}$ .

Систематическая ошибка в определении абсолютной величины импульса  $P$  зависит от точности оценки произведения  $BL$  и составляет для магнита СП-12А1 ~ 1% [3]. Основные источники аппаратурных ошибок связаны с точностью измерения угла  $\varphi$  и определяются следующими факторами:

1. Точностью следования искры по траектории частицы. По данным работы [5], угловая точность следования искры по треку в камере (с

зазором 20 см)  $\sigma(\theta_{и}) \leq 0,8$  мрад, а пространственная  $\sigma(x_{и}) \leq 0,5$  мм.

2. Точностью геодезического выставления реперных меток в пространстве  $\sigma(x_{геод}) \leq 0,2$  мм.

3. Точностью учета оптических искажений, связанных с дисторсией и восстановлением траектории частицы в пространстве по фотографиям. По нашим оценкам,  $\sigma(x_{опт}) \leq 0,1$  мм.

4. Измерительной ошибкой, которая определяется как  $\sigma(\theta_{обр}) = \sqrt{\Sigma(\Delta\theta)^2}$ , где  $\Delta\theta$  — разность между углами, полученными для одного и того же события при двух обработках. Эта ошибка зависит от метода определения угла и равна  $0,043 \pm 0,006$  мрад при первом способе определения и  $0,92 \pm 0,2$  мрад — при втором.

5. Рассеянием частиц в веществе сцинтилляционных счетчиков и электродов камер (для  $P \approx 60$  Гэв/с  $\bar{\varphi}_{рас} = 0,15$  мрад).

Полная ошибка определения угла отклонения частиц в магнитном поле по координатам треков в четырех камерах ожидалась равной

$$\sigma_{\varphi\Sigma} = (\sigma_4^2 + \bar{\varphi}_{рас}^2)^{1/2} \approx 0,32 \text{ мрад,}$$

где

$$\sigma_4 = [l_{ик}^2 (\sigma^2 x_{и} + \sigma^2 x_{геод} + \sigma^2 x_{опт} + \sigma^2 x_{обр})]^{1/2} \approx 0,28 \text{ мрад,}$$

а при определении угла по направлению треков в двух камерах  $\sigma_{\varphi} \approx 1,7$  мрад. Для экспериментального определения точности искрового спектрометра была проведена специальная экспозиция при выключенном магнитном поле. Полуширина распределения измеренной величины  $\varphi$  при этом составляет  $\sigma_{\varphi} = 0,18 \pm 0,3$  мрад. Учитывая рассеяние в веществе, находим ошибку, обусловленную остальными факторами:  $\sigma_{\varphi} = 0,12$  мрад, что соответствует ошибке при измерении импульса в диапазоне  $P = 60 \div 65$  Гэв/с ( $\bar{\varphi} = 21,6$  мрад), равной  $\Delta P/P = \pm 0,5\%$ . Это предельная точность, с которой может работать описываемый спектрометр. Она получается лишь в том случае, когда вещество между камерами отсутствует. В реальной постановке эксперимента дисперсия в углах отклонения  $\sigma_{\varphi}$  в основном связана с рассеянием частиц и вносит ошибку при измерении импульса ( $P \sim 60-70$  Гэв/с), равную  $\Delta P/P = \pm 0,85\%$ .

Анализ точности спектрометра был также проведен и для второго случая определения угла по направлениям треков в двух камерах. Он показал, что суммарные ошибки в определении угла при использовании информации с обеих камер  $\sigma_{\varphi} = (1,5 \pm 0,25)$  мрад. Это соответ-

ствует ошибке в определении импульса частицы в диапазоне  $P = 60-70$  Гэв/с, равной  $\Delta P/P = \pm 5\%$ .

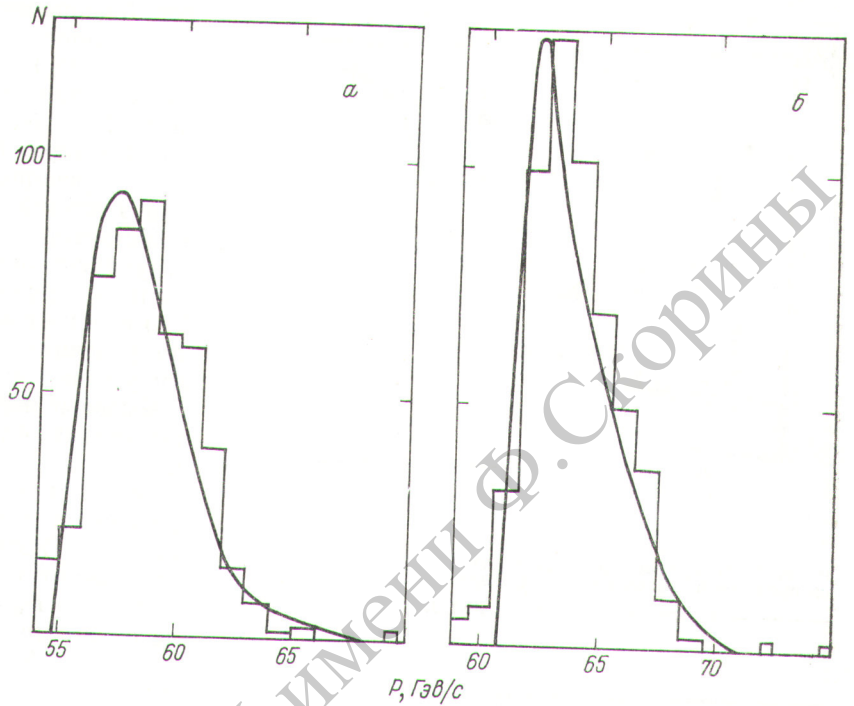
**Угловая и пространственная точность следования искры по траектории частицы.** Точность следования искры по треку — одна из наиболее важных характеристик искровых камер. Угловую точность следования можно выяснить, сравнивая углы их входа, определенные по наклону трека в какой-либо одной камере ( $\theta_{и}$ ), и по координатам треков в обеих камерах ( $\theta_{вх}$ ). Подсчитывая дисперсию разности этих углов  $\sigma(\theta_{и} - \theta_{вх}) = [\sigma^2(\theta_{и}) + \sigma^2(\theta_{обр}) + \sigma^2(\theta_{вх})]^{1/2}$  и зная величину ошибки обработки, а также точность восстановления угла по двум камерам, получаем  $\sigma(\theta_{и}) = (0,68 \pm 0,12)$  мрад. Пространственная точность локализации искрового канала относительно траектории частицы оказалось равной  $\sigma(x_{и}) = (0,13 \pm 0,5)$  мм. Значения угловой и пространственной точности следования, полученные в условиях физического эксперимента, совпадают с результатами методических исследований [5, 6].

### Сравнение расчетных и экспериментальных характеристик канала

В данной работе под наиболее вероятным импульсом подразумевается импульс  $P_N$ , соответствующий максимуму в спектре частиц в канале  $(\frac{dN}{dP})_{\max}$ . Для получения расчетных спектров (сплошные кривые рис. 1,2) использовалась формула Триллинга [7]. Сравнение экспериментального значения  $P_N$  с расчетным проводилось при различном раскрытии  $\delta_{ик}$  импульсного коллиматора. Величины  $P_{N_{эсп}}$  и  $P_{N_{расч}}$  совпадают с точностью 1,5%, несмотря на то что при  $\delta_{ик} = \pm 70$  мм импульс  $P_N$  значительно отличается от равновесного импульса  $P_0$ , задающего ось канала, и от импульса  $P_{\Omega_{\max}}$ , соответствующего максимальному углу захвата. Например, при  $P_0 = 65$  Гэв/с расчет для рабочего режима дает  $P_{\Omega_{\max}} = 63$  Гэв/с и  $P_N = 62,2$  Гэв/с. Это позволяет сделать вывод, что точность расчета  $P_{\Omega_{\max}}$  не хуже 1,5%.

**Импульсный состав пучка и импульсное разрешение канала.** Особенность канала [1] — способность его оптики пропускать частицы в довольно широком интервале импульсов. При полном раскрытии коллиматора в случае  $P_0 = 60$  Гэв/с расчетный импульсный диапазон составляет  $\Delta P = 4,6$  Гэв/с, а при  $P_0 = 65$  Гэв/с  $\Delta P = 3,4$  Гэв/с (см. рис. 1). Различие в величии

Рис. 1. Импульсное распределение частиц в канале при  $\delta_{\text{ИК}} = 70 \text{ мкм}$ :  
 а —  $P_0 = 60 \text{ Гэв/с}$ ; б —  $P_0 = 65 \text{ Гэв/с}$ .



не импульсных интервалов в режимах  $P_0 = 60 \text{ Гэв/с}$  ( $\sim 7,80\%$ ) и  $P_0 = 65 \text{ Гэв/с}$  ( $\sim 5,2\%$ ) связано с тем, что в первом случае при наладке пучок был сформирован не параллельным, а сходящимся, что повысило светосилу для жесткой части спектра и расширило импульсный интервал. Экспериментальные спектры изображены на тех же рисунках в виде гистограмм. Наблюдается согласие в импульсных интервалах экспериментального и расчетного спектров. Для полной проверки точности расчета исследованы импульсные распределения частиц в канале при изменении ширины коллиматора  $\sigma_{\text{ИК}}$  от  $\pm 1,5$  до  $\pm 70 \text{ мкм}$ . Данные в виде зависимости импульсного разрешения канала от ширины импульсного коллиматора приведены на рис. 3. Светлые кружочки — экспериментальные значения импульсного разрешения на полувысоте, пунктир — ожидаемые расчетные значения с учетом рассеяния. Совпадение расчетных и экспериментальных значений не хуже 1%.

Однако следует заметить, что для узких коллиматоров спектр частиц заметно искажается, ухудшаются фоновые условия: появляется «эффект коллиматора», вызванный рассеянием частиц на веществе стенок коллиматора. Максимальное отличие «фоновых» частиц по импульсу от  $P_0$  составляет 10–12%. Их распределение смещено в более мягкую часть спектра. На

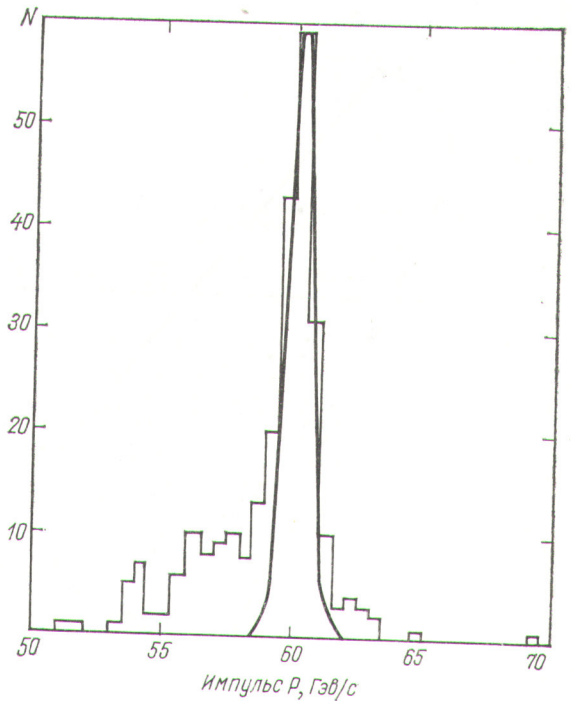
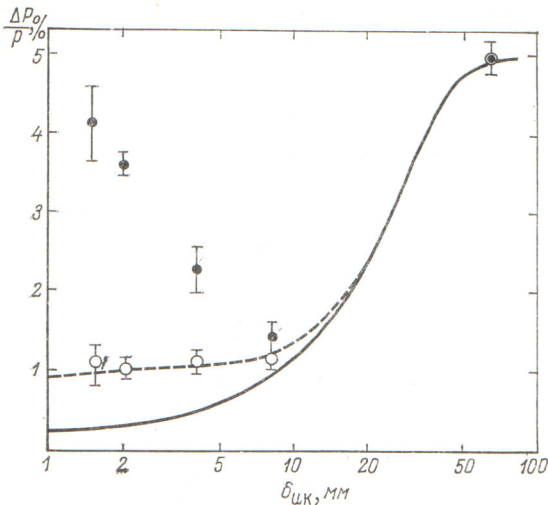
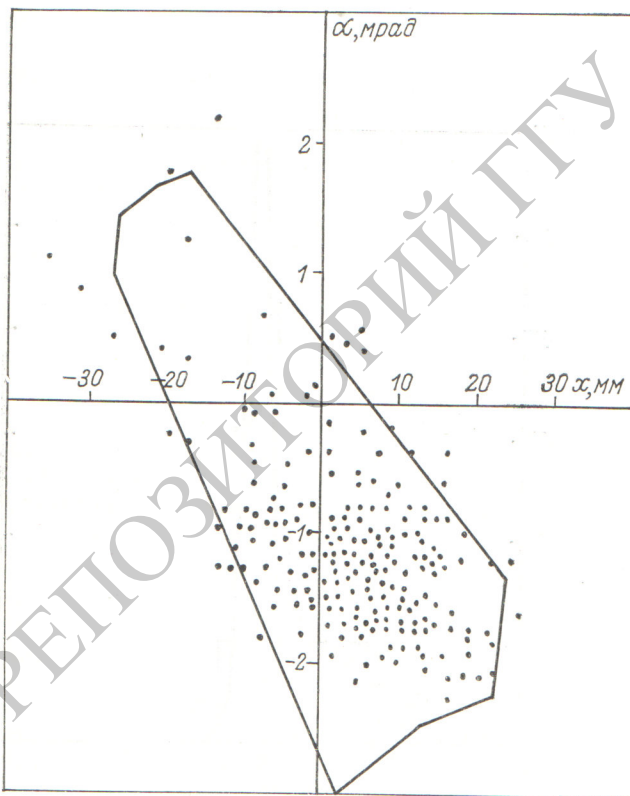


Рис. 2. Импульсное распределение частиц в режиме  $P_0 = 60 \text{ Гэв/с}$ ,  $\delta_{\text{ИК}} = \pm 2 \text{ мкм}$ .



Р и с. 3. Импульсное разрешение канала на половине распределения в зависимости от ширины коллиматора:  
 — расчет с учетом спектра по [7].



Р и с. 4. Фазовые характеристики пучка на входе в искровой спектрометр:  
 $P_0 = 60 \text{ Гэв/с}$ ,  $\delta_{\text{шк}} = \pm 70 \text{ мм}$ .

рис. 3 черными кружочками показано стандартное отклонение с учетом всех зарегистрированных частиц в зависимости от ширины коллиматора. Видно, что начиная с  $\delta_{\text{шк}} = 10 \text{ мм}$  величина  $\Delta P/P$  быстро растет с уменьшением щели коллиматора. Если не принимать специальных мер (переопределение фазового объема пучка или повторный импульсный анализ), «эффект коллиматора», величина которого зависит от структуры конкретного канала, фактически приводит к ухудшению импульсного разрешения. Это необходимо учитывать в тех случаях, когда по условиям эксперимента требуется высокое импульсное разрешение.

**Фазовые параметры пучка.** Интересно помимо косвенных оценок сравнить расчетные фазовые параметры пучка с непосредственными измерениями (рис. 4). Расчет (сплошная линия) производился для налаженного рабочего режима канала. Статистика набиралась при ширине импульсного коллиматора  $\delta_{\text{шк}} = \pm 70 \text{ мм}$  в режиме  $P_0 = 60 \text{ Гэв/с}$ . Для сравнения с расчетом выбирались частицы из импульсного интервала  $\Delta P_0 = \pm 1 \text{ Гэв/с}$ . Точками на рис. 4 изображены экспериментальные фазовые координаты частиц в горизонтальной плоскости. Видно, что лишь незначительная часть точек выходит за границы расчетной области. В целом же расчетные фазовые характеристики правильно описывают пучок.

#### Дифференциальные сечения образования отрицательных частиц протонами на ядрах алюминия

Наличие магнитного искрового спектрометра на канале позволило получить информацию о ходе зависимости сечения рождения отрицательных частиц протонами на внутренней мишени ускорителя. Зная экспериментальный спектр пучка и расчетную зависимость телесного угла захвата от импульса протона  $\Omega(P)$ , можно определить величину

$$\frac{d^2N}{dPd\Omega} \approx \frac{d^2\Omega}{dPa\Omega}$$

Измерения проводились для двух углов рождения вторичных частиц  $\bar{\theta}$ , равных  $0,14$  и  $11 \text{ мрад}$ . При этом энергия протонов, взаимодействующих с ядрами алюминия, составляла  $70 \text{ Гэв}$ . Для перехода к дифференциальному сечению была произведена привязка наших данных к результатам работы [8] в точке с импульсом  $60 \text{ Гэв/с}$  (в этой части спектра измерения проводились параллельно и на одном и том

не канале). Абсолютные значения сечений в работе [8] измерены с погрешностью  $\pm 30\%$ . Ошибки, изображенные на рис. 5, включают как статистическую ошибку, так и ошибку, связанную с неточностью совмещения расчетной зависимости  $\Omega(P)$  с экспериментальным распределением.

Из сравнения расчетных и экспериментальных характеристик пучка следует, что точность расчета фазовых параметров пучка достаточно высока, а техническое исполнение канала обеспечивает реализацию этой точности на практике.

Ход дифференциальных сечений образования отрицательных частиц, полученных с помощью искрового спектрометра, находится в хорошем согласии с данными работы [8], в которой использовалась другая методика.

Авторы выражают глубокую признательность Ю. Д. Прокошкину, инициировавшему проведение настоящей работы, В. И. Котову за глубокий интерес к работе, а также благодарность Ю. С. Ходыреву и С. П. Денисову за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 2/VI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Александров, И. И. Грачев и др. Препринт ИФВЭ 69-66. Серпухов, 1969.
2. Ю. М. Антипов и др. Препринт ИФВЭ 69-49. Серпухов, 1969.
3. А. В. Алексеев и др. Препринт ИФВЭ 68-62. Серпухов, 1968.
4. В. В. Аммосов и др. Препринт ИФВЭ 69-53. Серпухов, 1969.
5. В. Н. Болотов и др. «Приборы и техника эксперимента», 2, 57 (1964).
6. L. Keller, K. Schuter, T. White. Nucl. Instrum. and Methods, 41, 309 (1966).
7. G. Trilling. UCRL-16000, 200, ADS. Vol. 1, 1965, p. XIII.
8. Ю. Б. Бушнин и др. «Ядерная физика», 10, 585 (1969).

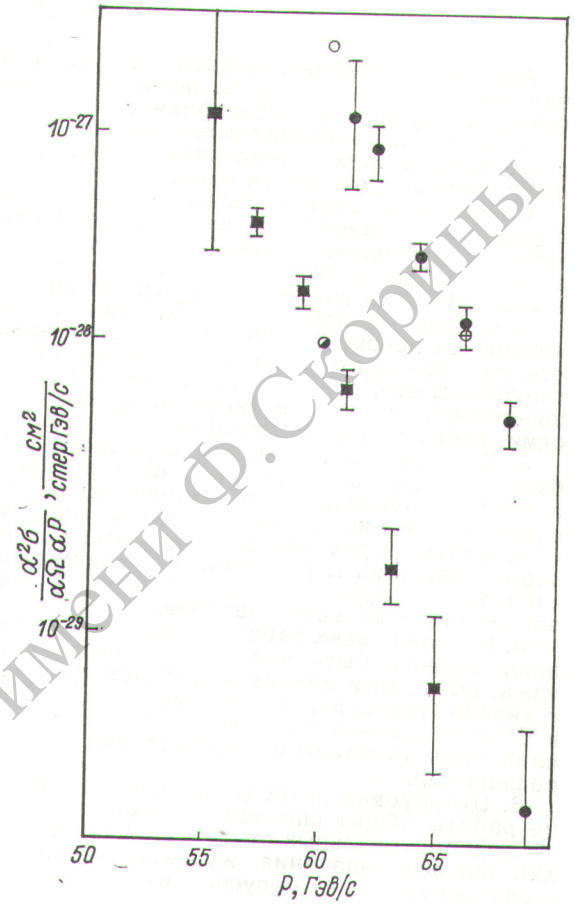


Рис. 5. Сечение образования отрицательных частиц протонами на ядрах алюминия.  
 Данные настоящей работы: ● —  $\theta = 0,14$  мрад; ■ —  $\theta = 11$  мрад. Данные работы [8]: ○ —  $\theta = 0$  мрад; ● —  $\theta = 8$  мрад.

ОТ РЕДАКЦИИ

В журнале Nuclear Engineering International (No. 176/177, 1971) опубликованы таблицы, отражающие состояние реакторостроения во всех странах мира на начало 1971 г.  
 Учитывая полезность этих сведений, редакция воспроизвела их в виде отдельного оттиска и будет высылать наложенным платежом по запросам.  
 Цена одного экземпляра объемом 28 стр. — 50 коп.  
 Запросы присылать по адресу: 101876, Москва, Центр, ул. Кирова, 18.