

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.078

### УСТАНОВКА СПИН НА У-70. ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ

© 2022 г. Н. Н. Антонов<sup>а</sup>, В. А. Викторов<sup>а</sup>, В. А. Гапиенко<sup>а</sup>, Г. С. Гапиенко<sup>а</sup>,  
В. Н. Гресь<sup>а</sup>, А. Ф. Прудкогляд<sup>а</sup>, В. А. Романовский<sup>а</sup>, А. А. Семак<sup>а</sup>, И. П. Солодовников<sup>а</sup>,  
В. И. Терехов<sup>а</sup>, М. Н. Уханов<sup>а,\*</sup>

<sup>а</sup> *Институт физики высоких энергий им. А.А. Логонова Национального исследовательского центра  
“Курчатовский институт”*

*Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1*

*\*e-mail: Mikhail.Ukhanov@ihep.ru*

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 26.04.2022 г.

Принята к публикации 29.04.2022 г.

Эксперимент СПИН изучает инклюзивное рождение заряженных частиц с большими поперечными импульсами в жестких протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Исследования выполняются с помощью одноплечевого узкоапертурного спектрометра. Уникальность эксперимента состоит в использовании высокоинтенсивных протонного (порядка  $10^{12}$ – $10^{13}$  протонов/с) и ионного (порядка  $5 \cdot 10^9$  ионов/с) пучков, выведенных из ускорителя У-70, что позволяет измерять инклюзивные сечения, изменяющиеся на семь порядков. Установка СПИН обеспечивает регистрацию частиц как с импульсами, удовлетворяющими кинематике нуклон-нуклонных взаимодействий, так и с импульсами за ее пределами. В настоящей статье дано описание аппаратуры спектрометра и особенностей проведения измерений.

DOI: 10.31857/S0032816222050159

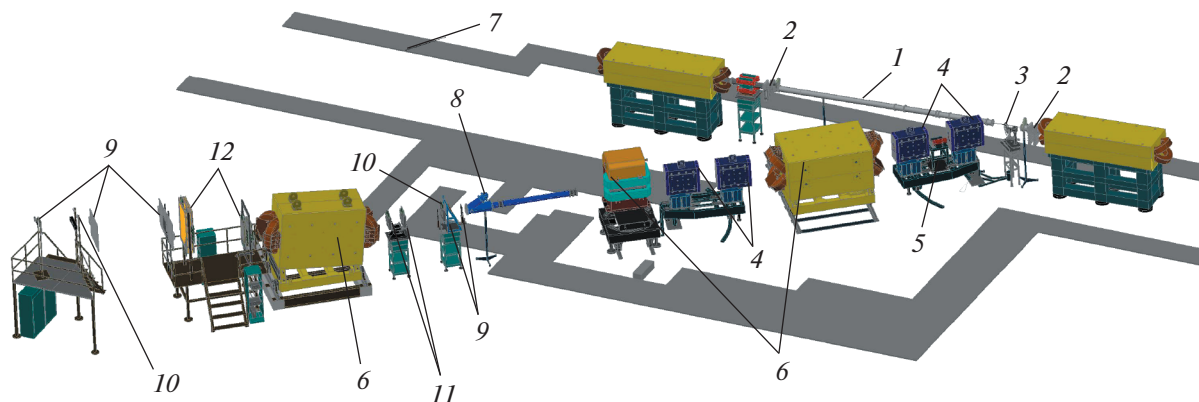
#### 1. ВВЕДЕНИЕ

В эксперименте СПИН изучаются реакции рождения кумулятивных частиц во взаимодействиях протонов и ядер углерода с различными ядерными мишенями. Кумулятивными реакциями (или кумулятивными частицами) принято называть реакции взаимодействия двух ядер, в которых образуются частицы в кинематической области, запрещенной при взаимодействиях свободных нуклонов. Исследование рождения кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами является одним из путей получения информации о свойствах ядерной материи. Полученные данные по рождению частиц при больших поперечных импульсах позволили сделать интересные выводы о структуре ядерной материи [1–4].

Экспериментальная установка представляет собой одноплечевой узкоапертурный спектрометр, способный захватывать заряженные частицы, вылетающие из мишени под углами от  $25^\circ$  до  $55^\circ$  в лабораторной системе. Установка расположена на канале № 8, предназначенном для транспортировки высокоинтенсивных пучков, выведенных из синхротрона У-70, входящего в состав ускорительного комплекса Института физики

высоких энергий [5]. Схема установки представлена на рис. 1.

Установка состоит из вакуумированного ионопровода для частиц, выведенных из У-70; камеры вторичной эмиссии для измерения положения и профиля выведенного пучка; мишенной станции; квадрупольных линз; дипольных магнитов; радиационной защиты; порогового черенковского счетчика; триггерных сцинтилляционных счетчиков; резистивных плоских камер; дрейфовых камер; пропорциональных камер. Элементы спектрометра размещены в двух зонах, разделенных между собой радиационной защитой. В так называемой “горячей” зоне находятся мишенная станция, камеры для измерения положения и профиля пучка перед мишенью, затвор. Расположенные в “горячей” зоне шесть элементов магнитной оптики можно настраивать на отбор вылетающей из мишени частицы с нужным импульсом и нужным углом, чтобы затем направить эту частицу в “холодную” зону через отверстие в радиационной защите. В “холодной” зоне, где уровень радиационного фона на несколько порядков ниже, чем в “горячей”, происходят измерение импульса и идентификация частиц. В последую-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки СПИН на ускорителе У-70. 1 – вакуумированный ионопровод для частиц, выведенных из У-70; 2 – профилометры для измерения положения и профиля выведенного пучка; 3 – мишенная станция; 4 – квадрупольные линзы; 5 – затвор; 6 – дипольные магниты; 7 – радиационная защита (контур); 8 – пороговый черенковский счетчик; 9 – триггерные сцинтилляционные счетчики; 10 – резистивные плоские камеры; 11 – дрейфовые камеры; 12 – пропорциональные камеры.

щих разделах приведены описание и характеристики основных элементов установки.

## 2. КАНАЛ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЧАСТИЦ

В эксперименте используется пучок частиц, выведенный из вакуумной камеры ускорителя в канал № 8. Канал спроектирован таким образом, что позволяет транспортировать пучки протонов с интенсивностью до  $10^{13}$  частиц за цикл У-70. При таких интенсивностях для обеспечения безопасной работы персонала необходима мощная радиационная защита, которая выполнена из стальных слябов толщиной  $\geq 1$  м, покрытых бетонными блоками толщиной  $\geq 2$  м.

Цикл синхротрона У-70 состоит из нескольких фаз: накопление пучка при минимальной величине магнитного поля в кольцевом магните; ускорение с подъемом магнитного поля; плато, на котором магнитное поле постоянно и ускоренный пучок раздается потребителям; спад магнитного поля. Длительность цикла синхротрона варьируется от 8 до 11 с. В зависимости от режима работы ускорительного комплекса пучок на установку подается в течение времени от 0.3 до 2 с за цикл.

На У-70 реализовано несколько методов вывода пучка в канал № 8 [5, 6]:

- вывод с помощью кристаллических дефлекторов, использующий эффект каналирования частиц в изогнутом кристалле, это позволяет получать пучок с интенсивностью от  $10^8$  до  $10^{10}$  частиц за цикл равномерно в течение плато;
- быстрый вывод с помощью кикер-магнита, который позволяет вывести в канал заданное число сгустков за один оборот пучка в ускорителе;
- медленный резонансный вывод и медленный стохастический вывод, позволяющие равно-

мерно вывести частицы в течение всего плато магнитного цикла ускорителя с интенсивностью от  $10^9$  до  $10^{13}$  за цикл.

## 3. ДИАГНОСТИКА ПУЧКА

При наборе статистики на установке СПИН непрерывно контролируются следующие параметры выведенного в канал № 8 пучка:

- интенсивность в диапазоне от  $5 \cdot 10^{10}$  до  $5 \cdot 10^{12}$  протонов/цикл измеряется с помощью камеры вторичной эмиссии (КВЭ) [7], расположенной в головной части канала № 8;
- положение и профиль пучка как до мишени установки, так и после нее регистрируются в указанном диапазоне интенсивности посредством двухкоординатных профилометров (16 каналов на плоскость, шаг электродов – 2.5 мм, толщина по пучку –  $10 \text{ мг/см}^2$ ), оснащенных чувствительной электроникой; возможен режим многократного измерения профиля протонного пучка (до 16 измерений за время вывода).

### 3.1. Камера вторичной эмиссии

Принцип действия камеры основан на измерении положительного заряда, образованного на тонкой металлической фольге (Ti, 30 мкм) за счет эмиссии электронов с ее поверхности при прохождении через нее протонного пучка. Коэффициент вторичной эмиссии в диапазоне энергий первичного пучка более 1 ГэВ слабо зависит от его энергии. В то же время имеется существенная зависимость этого коэффициента от состояния поверхности, поэтому эмиттерные фольги тщательно очищены. Для стабильной работы камеры давление окружающего газа должно быть ниже

$10^{-5}$  Торр (в нашем случае используется отдельный магниторазрядный насос). При этом ионизационная составляющая выходного тока не превышает десятых долей процента от тока вторичной эмиссии. По обе стороны от плоскости эмиттерной фольги (катод) размещаются коллекторные фольги из алюминия толщиной 15 мкм (анод) с положительным потенциалом более 100 В. Это соответствует начальной части плато вольт-амперной характеристики камеры.

К достоинствам технологии измерения интенсивности с помощью КВЭ можно отнести ее высокое быстродействие и линейный отклик в широком диапазоне интенсивностей пучка, многократно перекрывающем интенсивности действующих ускорителей. Для увеличения производимого сигнала используется комбинация из трех последовательных эмиттеров. Количество вносимого в пучок вещества равно примерно  $40 \text{ мг/см}^2$ . Ресурс данной камеры, по экспериментальным оценкам, сохраняется до потока более  $10^{19}$  протонов/см<sup>2</sup>.

### 3.2. Регистрирующая электроника

Для измерения заряда от КВЭ используются специализированные интеграторы тока. Минимальная величина тока находится на уровне десятков пикоампер, поэтому интегратор и соответствующие электронные компоненты должны обеспечивать регистрацию малых токов с высокой точностью. В отличие от широко распространенных аналоговых интеграторов на основе операционных усилителей, здесь регистрация заряда реализуется посредством цифрового интегрирования. Интегрируемый ток преобразуется в частоту следования импульсов. Число импульсов за выбранный интервал времени однозначно связано с интегралом входного тока за это же время, т.е. пропорционально измеряемому заряду. Точность измерения обусловлена частотой кварцевого генератора и прецизионным резистором. Это позволяет легко менять масштаб и обеспечивает высокую точность. Кроме того, увеличение времени интегрирования здесь не сопровождается ростом погрешности, присущим аналоговому интегратору. Длительность интегрирования определяется лишь емкостью счетчика импульсов. Многократное измерение интенсивности за время вывода пучка осуществляется многократным опросом счетчика. Это позволяет регистрировать временную структуру сброса с частотой до 600 Гц.

### 3.3. Калибровка и погрешность

Многолетняя практика применения КВЭ на всех крупных ускорителях мира позволила накопить обширный экспериментальный материал, позволяющий определить величину коэффициента вторичной эмиссии для большинства метал-

лов при разных энергиях пучка. Однако, как уже отмечалось, ввиду сильного влияния состояния поверхности эмиттера на величину этого коэффициента, точность приведенных данных оценивается на уровне 15%. Стендовая калибровка сопряжена с большими трудностями. Поэтому для повышения точности измерения абсолютной интенсивности выведенного пучка КВЭ нужно калибровать по другим, более точным приборам при одном и том же пучке. В нашем случае эта проблема решается весьма просто с помощью трансформатора тока, измеряющего интенсивность быстро выведенного пучка. Трассы пучка как при медленном, так и при быстром выводе совпадают в местах установки КВЭ и трансформатора тока. Последний относительно просто калибруется с помощью эталонного электрического заряда с точностью до 0.1%, и эта калибровка может быть осуществлена в любое время при работе У-70. Благодаря высокому быстродействию, интегральные отклики КВЭ пропорциональны только интенсивности, независимо от длительности пучка. Это позволяет осуществлять калибровку камеры при быстром выводе по отношению к трансформатору тока, обеспечивающему абсолютную точность не хуже 2% во всем рабочем диапазоне. Для предотвращения насыщения преобразователя тока в частоту при быстром выводе на его входе предусмотрена расширительная цепочка с постоянной времени 20 мс, отключаемая при медленном выводе. Процедура повторяется дважды в каждом сеансе, так как имеет место медленное изменение коэффициента вторичной эмиссии при увеличении интегральной дозы. Анализ результатов многократных калибровок, проведенных за последние несколько лет, позволяет определить погрешность КВЭ канала № 8 с учетом реальных фоновых условий на уровне не хуже 4% при интенсивностях выше  $10^9$  протонов/цикл.

### 3.4. Профилометры пучка

Геометрические размеры выведенного пучка и его положение определяются при помощи многоэлектродных детекторов (профилометров), установленных на трассе пучка на расстоянии 89.4 см перед мишенью и на расстоянии 935.8 см после мишени. Сигнал с каждого электрода образуется за счет вторичной электронной эмиссии, как и в КВЭ. Используются двухкоординатные сборки с электродными полосками шириной 2.5 мм. Шаг электродов выбран так, чтобы ширина пучка на уровне четырех стандартных отклонений укладывалась в 6–8 каналов. Ширина чувствительной зоны равна 40 мм. Электроды изготавливаются из полиамидной пленки толщиной 12 мкм, приклеенной на текстолитовую рамку с последующим вакуумным напылением алюминия. Межэлек-

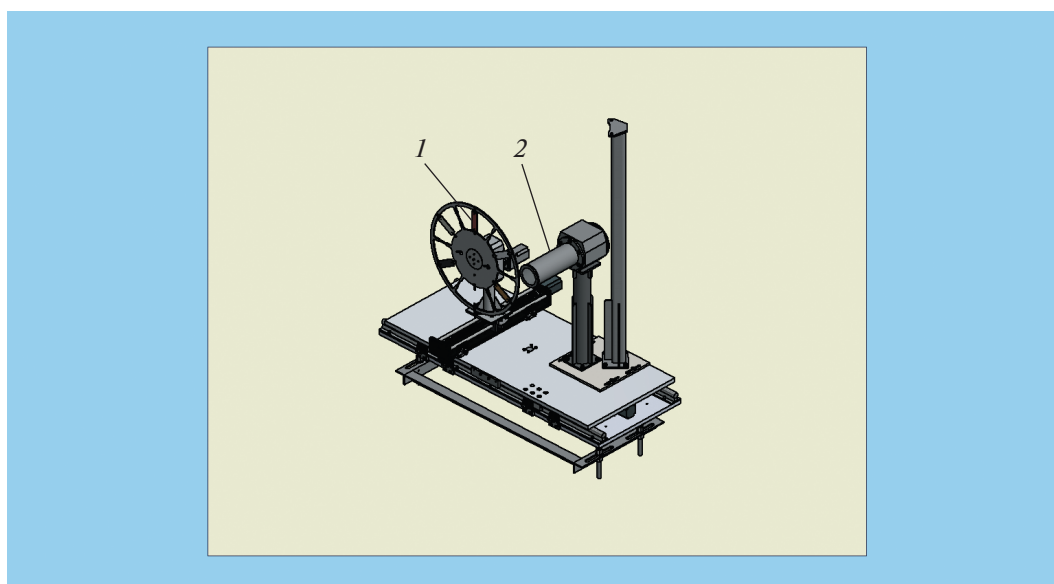


Рис. 2. Мишенная станция установки СПИН. 1 – кассета для ядерных мишеней, 2 – жидководородная мишень.

тродное расстояние между анодом и катодом равно 6.5 мм. Высокая радиационная стойкость пленки (десятки тысяч мегарад) и малое количество вносимого в пучок вещества позволяют использовать профилометры в пучке в течение нескольких сеансов без замены.

#### 4. МИШЕННАЯ СТАНЦИЯ

Автоматизированная мишенная станция представляет собой подвижную платформу (рис. 2), предназначенную для установки в пучок образцов вещества, служащих в качестве мишеней для эксперимента СПИН. Платформа имеет возможность прецизионного перемещения образцов по горизонтали вдоль и поперек направления пучка. На платформе установлены кассета с ядерными мишенями и жидководородная мишень (ЖВМ). В зависимости от задач эксперимента в пучок может быть введена либо ядерная мишень, либо ЖВМ. Точность позиционирования 0.2 мм.

Станция оснащена системой телемеханики для дистанционного контроля и управления перемещением. Управление перемещением и кассетой осуществляется по командам, поступающим от компьютера, отвечающего за медленный контроль. Команды передаются по линии связи

на основе протокола передачи данных RS-485 в специализированный блок управления (производство ООО “Автоматика”) [8], находящийся за защитой на расстоянии 6 м от мишенной станции. Логический протокол связи между компьютером и блоком соответствует стандарту ГОСТ ИЕС 61107-2011.

##### 4.1. Ядерные мишени

Ядерные мишени представляют собой тонкие пластины из исследуемых веществ, например, вольфрама, меди, алюминия, углерода и т.д. Под тонкими понимаются мишени, для которых поправки на взаимодействие вторичных частиц в материале мишени пренебрежимо малы. Набор ядерных мишеней устанавливается на кассете, выполненной в виде диска. Замена облучаемой мишени осуществляется путем вращения диска. На диске есть шесть мест для установки мишеней. Одно из них оставляют свободным для контрольных измерений на “пустой” мишени. Автоматизированная система обеспечивает замену мишеней без остановки вывода пучка на установку. Типичное время, необходимое для замены, составляет около 15 с, что позволяет получать данные для разных мишеней из одной кассеты при одних и тех же параметрах пучка. Если требуется другой

Таблица 1. Ядерные мишени, использовавшиеся при наборе статистики в 2015 г. на установке СПИН

Характеристика мишени	Мишень			
	Углерод	Алюминий	Медь	Вольфрам
Толщина, г/см <sup>2</sup> (% ядерной длины)	0.86 (1.0)	0.81 (0.76)	0.90 (0.66)	0.64 (0.33)

набор мишеней, то смена кассеты с мишенями производится вручную после блокировки пучка и занимает не более пяти 5 мин. В качестве примера в табл. 1 приведены характеристики мишеней одного из наборов, использованных для набора статистики.

#### 4.2. Жидководородная мишень

Жидководородная мишень (рис. 3) способна оживать водород или дейтерий в конденсаторе, охлаждаемом жидким гелием, и содержать его в рабочем объеме в термостабилизированном состоянии при интенсивности пучка вплоть до  $10^{12}$  протонов за цикл У-70. Это достигается реоживлением испаряющегося водорода (дейтерия) при постоянном давлении в рефрижераторном режиме работы криостата.

Геометрические параметры мишени:

—длина рабочего объема с водородом, мм	140
—диаметр рабочего объема с водородом, мм	40
—толщина фланцев, мкм:	
рабочего объема с водородом	50 (нержавеющая сталь)
вакуумного объема	100 (алюминий)

На рис. 4 приведены временные зависимости расхода жидкого гелия и температуры с момента начала оживания мишени.

Графики на рис. 4 показывают, что рабочий режим достигается примерно через 4–5 ч после начала работы с ЖВМ. Расход гелия в рабочем ре-

жиме составляет порядка 30 л/сут. Опыт эксплуатации ЖВМ показывает, что одного сосуда Дьюара с жидким гелием емкостью 200 л хватает на 7 сут непрерывной работы мишени, не считая расхода гелия на предварительное охлаждение.

## 5. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Эксперимент СПИН изучает кумулятивные процессы в области больших поперечных импульсов. Сечения реакций в этой области исчисляются единицами нанобарн. Чтобы регистрировать столь редкие события, на мишень эксперимента выводится пучок с интенсивностью до  $10^{13}$  протонов за цикл У-70. Из-за высоких радиационных нагрузок располагать детекторы и электронику в непосредственной близости от мишени внутри радиационной защиты канала нельзя. (Для справки: при толщине мишени 0.1% ядерной длины происходит около  $10^{10}$  взаимодействий за 1 с сброса. Это больше, чем в LHC:  $40 \text{ МГц} \cdot 27$  взаимодействий на одно пересечение сгустков или порядка  $10^9 \text{ с}^{-1}$ , и ближе к HL-LHC — 127 взаимодействий на одно пересечение сгустков [9].) Для решения этой задачи используются магнитооптические элементы (МОЭ), которые позволяют выводить через отверстие в защите вторичные заряженные частицы, образующиеся в мишени. Отверстие в защите располагается под углом  $30^\circ$  к направлению пучка.

На рис. 1 показана схема расположения МОЭ. Внутри радиационной защиты находятся две пары квадрупольных линз ( $Q_1, Q_2$  и  $Q_3, Q_4$  типа 20K100Б [10] и два дипольных магнита:  $M_1$  типа

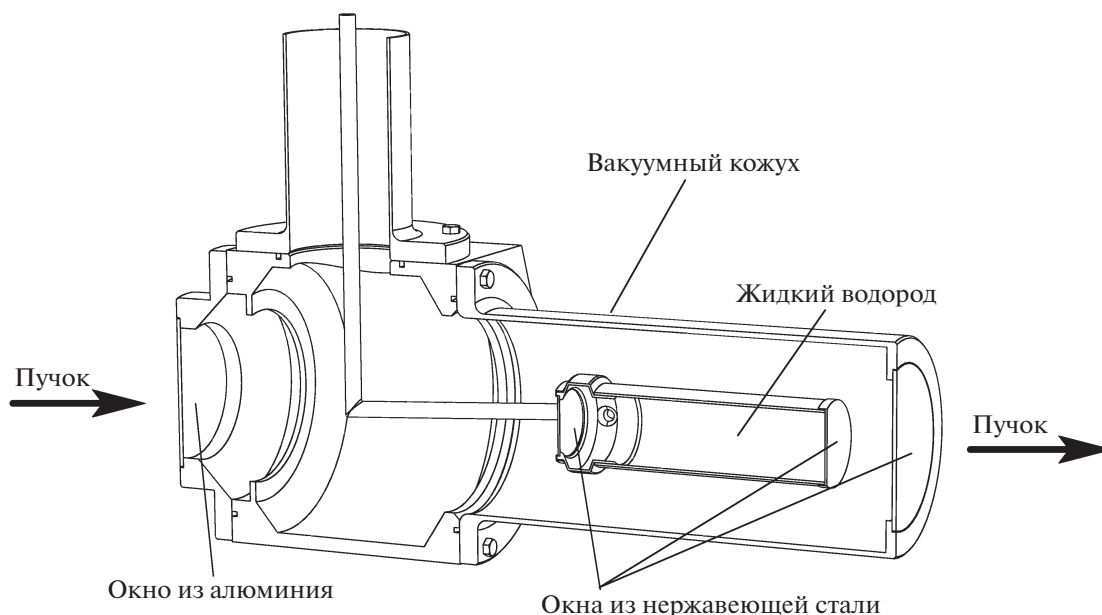


Рис. 3. Схематическое изображение жидководородной мишени.

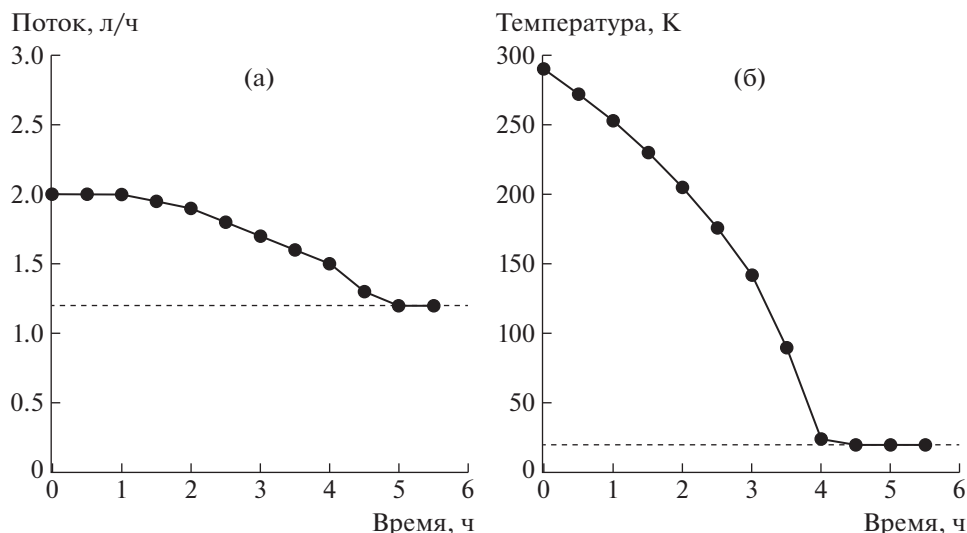


Рис. 4. Графики выхода ЖВМ на рабочий режим: а – расход жидкого гелия; б – температура внутри рабочего объема с водородом. Время  $t = 0$  соответствует началу охлаждения ЖВМ.

СП12А и С-образный магнит  $M_2$  типа СП92 [11]. За пределами защиты располагается спектрометрическая часть установки с анализирующим дипольным магнитом  $M_3$  типа СП12А. Основные параметры магнитных элементов представлены в табл. 2. Здесь же приведена величина максимального поля в центре дипольного магнита или на полюсе квадрупольной линзы. Эта величина ограничивается либо конструктивными особенностями, либо источником питания, который подключен к элементу.

Магнитные элементы внутри защиты смонтированы на подставках, которые могут перемещаться по рельсам. Перемещение МОЭ позволяет выбирать угол, под которым вылетающие из мишени вторичные частицы транспортируются в спектрометрическую часть установки через отверстие в радиационной защите. В требуемое положение МОЭ устанавливаются в ручном режиме под контролем геодезической службы. Механика перемещения позволяет выбирать углы в диапазоне от  $22^\circ$  до  $54.94^\circ$  к направлению пучка. Точность установки МОЭ составляет примерно 3 мм при линейном перемещении магнита  $M_1$  и лучше

1 мрад при угловом перемещении линз. Геометрические ограничения, возникающие из-за оптимизации захвата частиц системой МОЭ, таковы, что С-образный магнит  $M_2$  необходимо перемещать линейно и вращать вокруг вертикальной оси. Точность установки  $M_2$  при линейном перемещении составляет 2 мм, при угловом – 2 мрад.

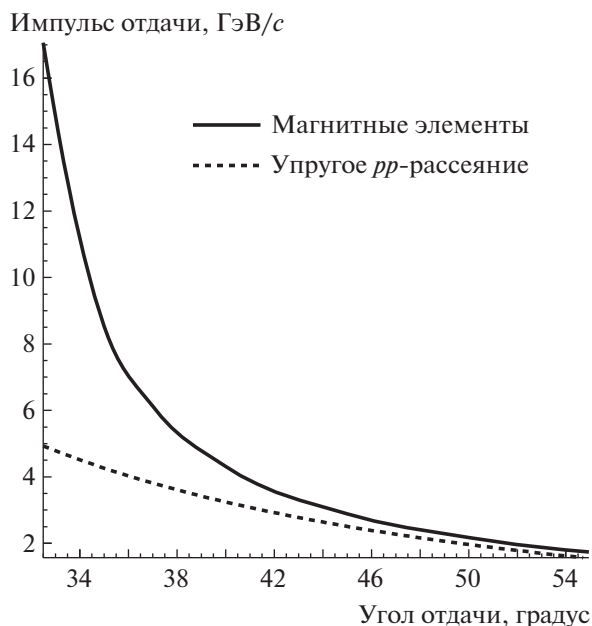
Изменение тока МОЭ позволяет задавать импульс транспортируемых частиц. Геометрические параметры апертуры и максимальное доступное поле магнитных диполей накладывают ограничения на импульс заряженных частиц, которые могут быть выведены за пределы защиты. На рис. 5 показаны ограничения на импульс выводимых частиц в зависимости от угла, на который настроены МОЭ. Для справки показаны импульсы частиц, вылетающих в апертуру спектрометра для реакции упругого  $pp$ -рассеяния.

Видимая установкой область взаимодействия пучка с мишенью зависит от угла, на который настроен спектрометр. На рис. 6 показаны размеры области захвата частиц вдоль пучка в зависимости от угла, под которым настроен спектрометр СПИН,

Таблица 2

Магнитооптические элементы	Ширина апертуры (диаметр), мм	Высота апертуры, мм	Длина ярма, мм	Максимально доступное поле, Тл (градиент, Тл/м)
20К100Б ( $Q_1 - Q_4$ )	200	—	1000	1.3635
СП12А ( $M_1$ )	500	200	3000	1.4768
СП92 ( $M_2$ )	230	110	1500	1.6975
СП12А ( $M_3$ )	200	500	3000	1.5493





**Рис. 5.** Ограничения, накладываемые магнитными элементами на максимальный импульс частиц, который может быть выведен за пределы радиационной защиты, в зависимости от угла настройки МОЭ (сплошная линия); для справки показано ограничение на импульсы частиц, вылетающих в апертуру спектрометра, для реакции упругого рассеяния протонов (пунктирная линия).

и положения мишени относительно нулевой точки установки. Этот параметр важен при работе с ЖВМ.

Область захвата при всех углах установки МОЭ такова, что в спектрометр попадают частицы как из рабочего объема ЖВМ, так и из фланцев, ограничивающих водородный и вакуумный объемы.

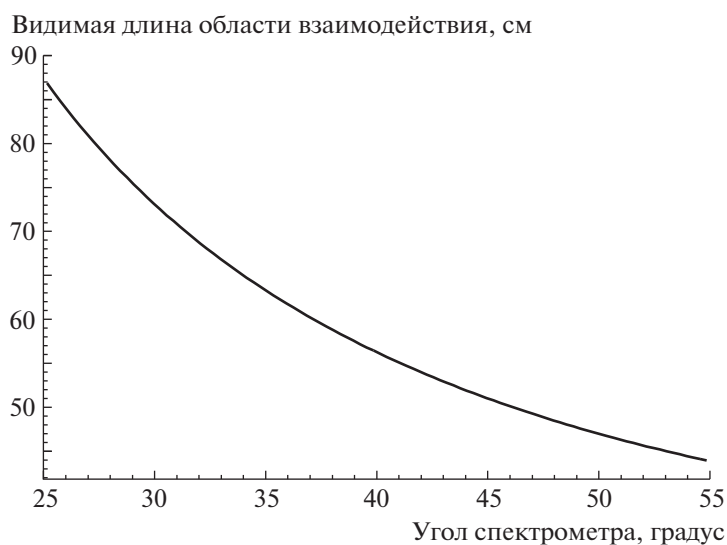
Этот факт необходимо учитывать при проведении измерений.

Настройка плеча отдачи на определенный (“центральный”) импульс ( $P$ ) и угол отдачи ( $\alpha$ ) выполняется на основе расчетов по методу Монте-Карло. При расчетах используется импульсный спектр протонов из мишени под заданным углом. Этот спектр берется либо из доступных моделей (URQMD, FRITIOF и др.), либо из наших данных для другого угла. Выбираются такие расположения МОЭ в горячей зоне и токи во всех магнитных элементах, при которых будут выполняться следующие условия:

- 1) среднее значение импульса на выходе установки равно  $P$ ;
- 2) средние значения полярного ( $\theta$ ) и азимутального ( $\phi$ ) углов захвата частиц равны соответственно заданному углу отдачи и нулю;
- 3) средние значения углов ( $\theta$ ,  $\phi$ ) не должны зависеть от выбранного импульса в плече отдачи;
- 4) ширина угловых распределений не должна зависеть от измеряемого импульса отдачи и смещений падающего пучка протонов в диапазоне  $\pm 1$  см по горизонтали и  $\pm 0.5$  см по вертикали от оси канала № 8;
- 5) при выполнении условий 1–4 достигается максимальный угловой захват ( $\Delta\theta$ ,  $\Delta\phi$ ).

На рис. 7 приведен пример расчета по методу Монте-Карло настроек МОЭ для угла  $40^\circ$  при разных значениях центрального импульса.

При заданном угле, на который выставлены МОЭ, экспериментальные данные набираются при различных значениях центрального импульса  $P$ . Для настройки на желаемый центральный импульс необходимо установить определенные



**Рис. 6.** Размеры видимой области взаимодействия в зависимости от угла, под которым настроен спектрометр СПИН.

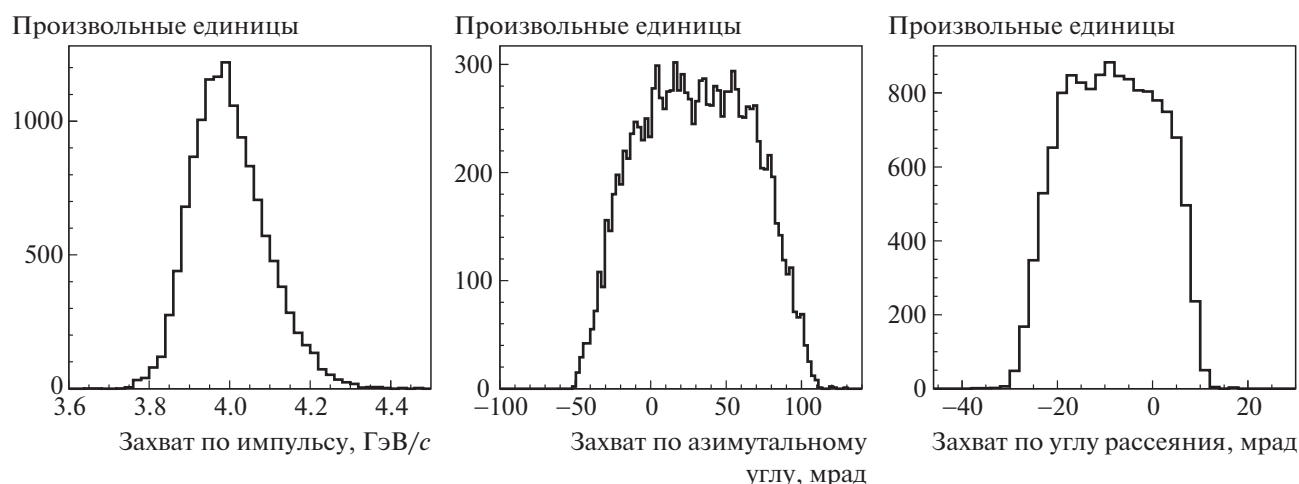


Рис. 7. Захват вторичных частиц по углам и импульсу при угле  $40^\circ$  (расчет по методу Монте-Карло).

режимы всех магнитных элементов. Настройка производится в автоматическом режиме путем обращения к технологической базе данных. Она содержит сведения о величине тока, протекающего в каждом магнитном элементе ускорительного комплекса ИФВЭ. Запись в соответствующие поля технологической базы данных служит сигналом для изменения режима магнитного элемента. В процессе набора статистики система сбора данных установки СПИН после каждого цикла У-70 “читает” технологическую базу данных и контролирует режимы всех МОЭ.

## 6. ЗАТВОР

При измерении выходов заряженных частиц в спектрометрическую часть установки летят фоновые частицы, которые рождаются не в мишени, а на других конструктивных элементах канала (например, на фланцах вакуумированного ионопровода). Кроме того, возможно проникновение частиц, образовавшихся в мишени, вне трассы, которую определяют МОЭ. Чтобы учесть вклад фоновых частиц, необходимо выполнить три дополнительных измерения как с пустой мишенью, так и с заблокированной апертурой канала МОЭ:

1) измерение с открытым каналом МОЭ и выведенной мишенью (NO–TGT) определяет фон от частиц, рождающихся на конструктивных элементах канала и проникающих в спектрометрическую часть установки как вдоль магнитной оси горячей зоны, так и напрямую через отверстие в биологической защите;

2) измерение с каналом МОЭ, перекрытым затвором, и введенной мишенью (BGR) определяет фон от частиц, рождающихся как на мишени, так и на конструктивных элементах канала и проникающих в спектрометрическую часть установки

через отверстие в биологической защите, минуя канал МОЭ;

3) измерение с каналом МОЭ, перекрытым затвором, и выведенной мишенью (BGR–NO–TGT) определяет фон от частиц, рождающихся на конструктивных элементах канала и проникающих в спектрометрическую часть установки, минуя канал МОЭ.

Нормированный выход фона определяется по формуле

$$Y_{\text{BGR}} = \frac{|\text{NO-TGT}|}{N_{1p}} + \frac{|\text{BGR}|}{N_{2p}} - \frac{|\text{BGR-NO-TGT}|}{N_{3p}}. \quad (1)$$

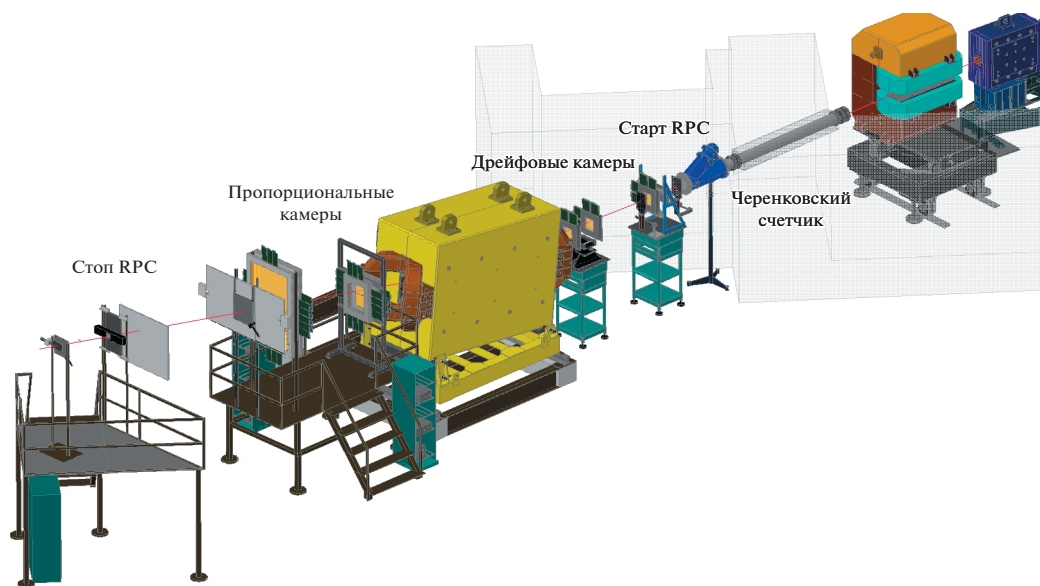
Каждое слагаемое нормируется на соответствующее число протонов  $N_{ip}$ , упавших на мишень за время измерения (здесь индекс  $i$  обозначает соответствующее измерение).

Для обеспечения этих измерений в промежутке между первой парой квадрупольных линз  $Q_1$  и  $Q_2$  установлен затвор, перекрывающий апертуру второй линзы. Затвор представляет собой стальной цилиндр диаметром 20 см и длиной 50 см. Затвор оснащен системой контроля положения (введен/выведен) и управляется дистанционно в автоматическом режиме с помощью того же блока, что и мишенная станция.

## 7. АНАЛИЗИРУЮЩАЯ ЧАСТЬ УСТАНОВКИ СПИН

Измерение потока вторичных частиц, их идентификация и измерение импульса осуществляются в анализирующей части установки СПИН, которая располагается за пределами радиационной защиты канала № 8 в так называемой “холодной” зоне. На рис. 8 схематически представлено расположение детекторов спектрометра. В отверстии в биологической защите находится пороговый че-





**Рис. 8.** Схема расположения оборудования в спектрометрической части установки СПИН. Радиационная защита показана в виде контура.

ренковский счетчик, за ним установлены резистивная плоская камера, дающая сигнал *старт* для времяпролетной системы, триггерные сцинтилляционные счетчики, три станции дрейфовых камер, спектрометрический магнит, две станции пропорциональных камер, триггерные сцинтилляционные счетчики, резистивная плоская камера, дающая сигнал *стоп* для времяпролетной системы.

### 7.1. Пороговый черенковский счетчик

Для идентификации частиц на установке используются пороговый черенковский детектор и времяпролетная система. Разрешение времяпролетной системы не позволяет надежно разделять  $\pi$ - и  $K$ -мезоны с импульсами более 2.5 ГэВ/с. Для этого используется сигнал с черенковского счетчика. Счетчик состоит из радиатора, сферического зеркала и фотоэлектронного умножителя XP2041Q с кварцевым окном. Все диоды и катод фотоумножителя питаются от генератора Уолтона–Кокрофта, расположенного на его цоколе. Схематично конструкция счетчика показана на рис. 9. Входное окно радиатора расположено внутри отверстия в радиационной защите. Крепления зеркала и ФЭУ выступают наружу, что обеспечивает удобство настройки и обслуживания. Окна изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм.

Порог регистрации  $\pi$ -мезонов равен 2.2 ГэВ/с, он выбирался, исходя из возможностей времяпролетной системы. В качестве рабочего газа для черенковского детектора был выбран октафторциклобутан ( $C_4F_8$ ) с показателем преломления

при нормальном давлении, равным  $n = 1.00130$  (см., например, [12]). Зависимость величины  $(n - 1)$  от давления приведена там же. Газ находится при давлении 1.7 атм. Длина газового промежутка около 5 м. Расчетное число черенковских фотонов с 1 м пути в диапазоне длин волн 350–500 нм показано на рис. 10 как функция импульса для заряженных  $\pi$ - и  $K$ -мезонов. Как следует из этих расчетов, при выбранном давлении газа черенковский детектор должен обеспечивать надежное разделение  $\pi$ -мезонов и  $K$ -мезонов в диапазоне импульсов 2.5–5.6 ГэВ/с.

Эффективность работы черенковского детектора при разных импульсах определялась как вероятность срабатывания детектора при прохождении  $\pi$ -мезона по плечу спектрометра. При настройке спектрометра на регистрацию отрицательно заряженных частиц доля  $\pi^-$ -мезонов среди частиц с импульсом  $p < 3$  ГэВ/с является, согласно данным времяпролетной системы, основной, что и позволяет измерять эффективность черенковского детектора. Измеренные величины эффективности регистрации  $\pi$ -мезонов приведены на рис. 10б (кривая 1). Выше 2.5 ГэВ/с черенковский детектор выделяет заряженные  $\pi$ -мезоны с эффективностью 97–98%.

Ввиду ограниченности пространства в “холодной” зоне основная часть радиатора была вставлена в отверстие в радиационной защите. Черенковский детектор, размещенный таким образом, оказался чувствительным к потокам фоновых частиц, вылетающих из “горячей” зоны не по плечу спектрометра. На рис. 10б кривой 2 показана вероятность ложного срабатывания черенковского

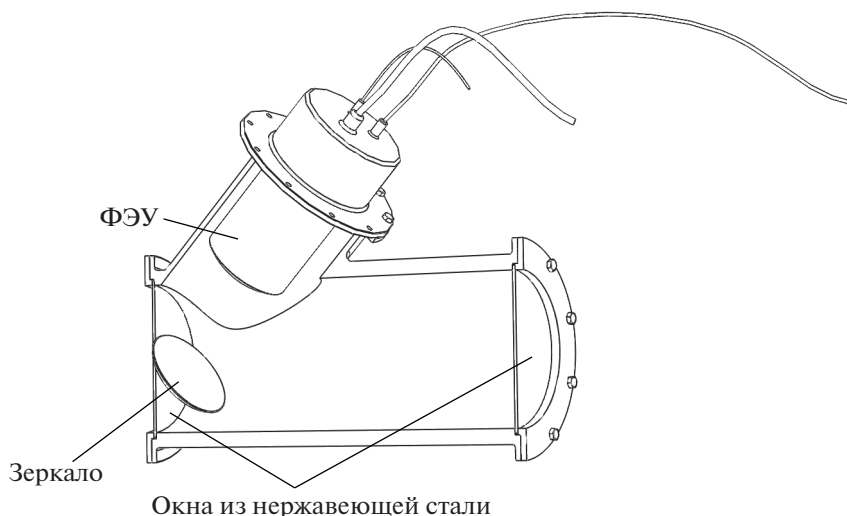


Рис. 9. Схема порогового черенковского счетчика.

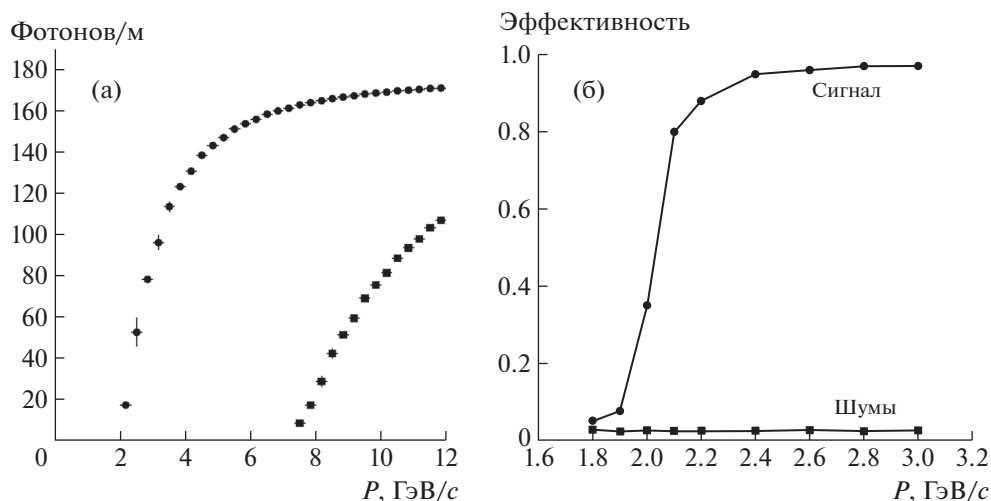


Рис. 10. а — расчетное число фотонов для  $\pi$ -мезонов (круглые символы) и  $K$ -мезонов (квадратные символы) при прохождении одного метра газового радиатора; б — измеренная эффективность черенковского детектора при выделении  $\pi$ -мезонов и вероятность ложного срабатывания.

детектора из-за загрузки фоновыми потоками. Вероятность случайного срабатывания не зависит от импульса и может меняться в диапазоне от 2 до 5% в зависимости от интенсивности пучка и типа введенной в пучок мишени.

### 7.2. Сцинтилляционные счетчики

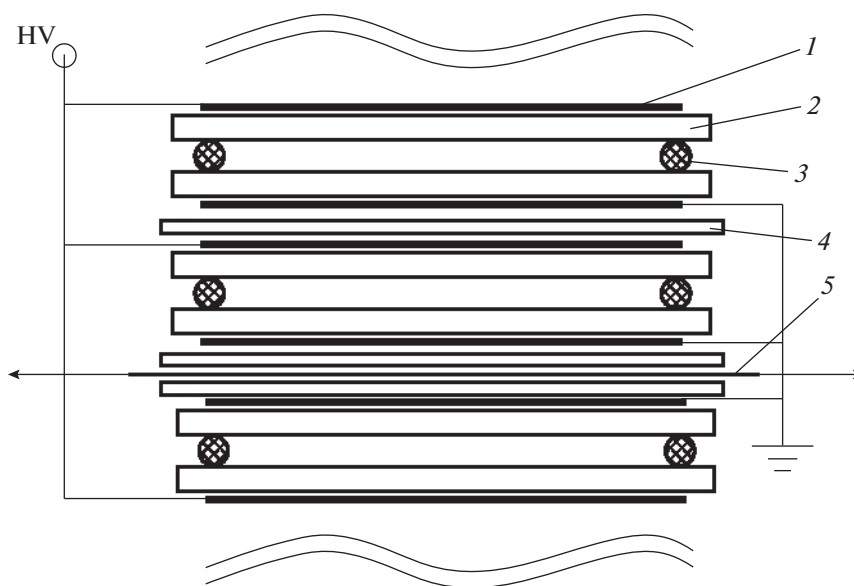
В холодной зоне расположены шесть сцинтилляционных счетчиков: два — до спектрометрического магнита и четыре — после. При совпадении сигналов со всех этих счетчиков вырабатывается триггер для запуска системы сбора данных установки СПИН. Эффективность срабатывания триггерной системы, состоящей из шести сцинтилляцион-

ных счетчиков, постоянно контролируется в специальной экспозиции и составляет примерно 88.5%.

Счетчики изготовлены из пластин полистирола с добавлением 1.4-ди(5-фенил-2-оксазол)бензола (РОРОР) и *p*-терфенила. Размеры чувствительной области двух счетчиков перед магнитом  $M_3$  соответствуют размерам отверстия в радиационной защите и равны 200 × 200 мм. Толщина пластин 5 мм. После магнита  $M_3$  апертурный триггерный счетчик имеет размеры 505 × 310 мм.

## 8. ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА

Времяпролетная система состоит из двух детекторов. Оба детектора являются многозакорны-



**Рис. 11.** Схема МРПК. 1 – высоковольтное покрытие, 2 – стеклянный электрод, 3 – прокладка, 4 – изолирующий слой (лавсан), 5 – сигнальный электрод, HV – источник высоковольтного напряжения. Волнистыми линиями обозначены недостающие газовые зазоры сверху и снизу.

ми резистивными плоскими камерами (МРПК). МРПК1 дает начальную временную отметку при прохождении частицы и расположена на выходе из “горячей” зоны установки после черенковского детектора. МРПК2 дает временную отметку при выходе частицы за пределы установки и расположена перед последним триггерным счетчиком. Расстояние между этими детекторами составляет около 12 м.

Обе камеры имеют одинаковую конструкцию, которая схематично показана на рис. 11. МРПК1 состоит из двенадцати независимых газовых зазоров, а МРПК2 – из десяти. К каждому из них прикладывается постоянное рабочее напряжение 1.75 кВ. Газовый зазор формируется двумя стеклами толщиной 0.55 мм. Величина газового зазора 0.25 мм обеспечивается прокладками, в качестве которых используется леска. Стекла, из которых состоят МРПК, произведены компанией Glaverbel. Газовая смесь для МРПК состоит из тетрафторэтана ( $C_2H_2F_4$ ), гексафторида серы ( $SF_6$ ) и изобутана в соотношении 90/5/5% об.

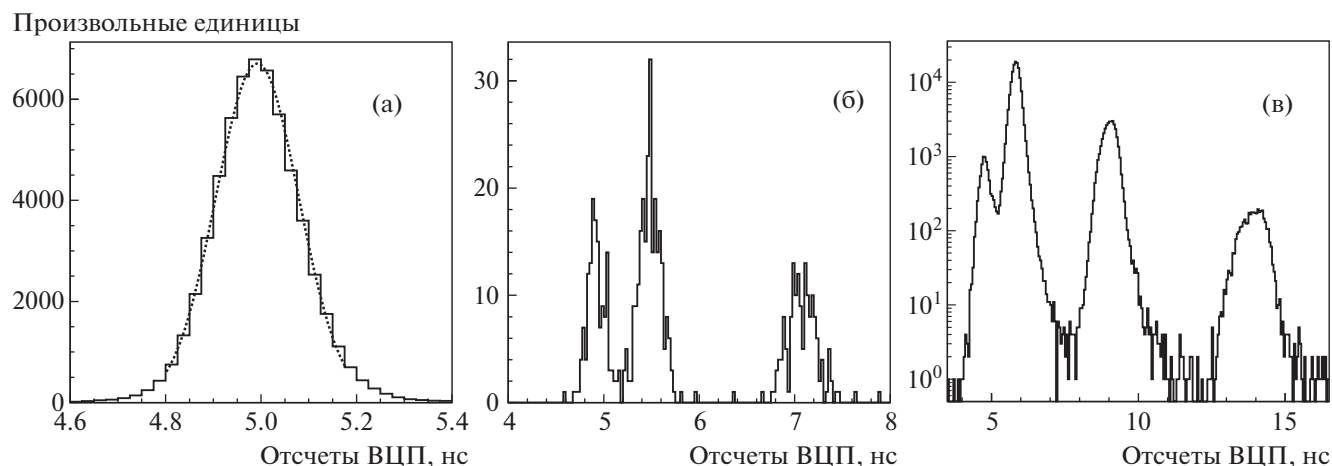
Плоскость с сигнальными электродами (стрипами) расположена в середине камеры, так что по обе стороны от нее находятся 6 и 5 газовых зазоров соответственно в МРПК1 и МРПК2. Стрипы имеют размеры  $25 \times 210$  мм для МРПК1 и  $25 \times 310$  мм для МРПК2. Шаг стрипов равен 26.5 мм. Число стрипов в МРПК1 равно 8, а в МРПК2 – 16. Активная детектирующая зона МРПК1 (ширина, высота)  $200 \times 212$  мм, МРПК2 –  $300 \times 424$  мм.

Фоновая нагрузка МРПК1 составляет 2–3 кГц/см<sup>2</sup> за сброс, а МРПК2 – около 100 Гц/см<sup>2</sup>. Поэтому

для работы при высоких нагрузках МРПК1 использует систему подогрева [13]. Рабочая температура МРПК1 поддерживается равной  $27 \pm 0.5^\circ C$ . Этот температурный режим обеспечивается регулятором температуры при помощи двух нагревателей, расположенных на поверхностях крышек камеры. Чтобы обеспечить термостабилизацию, МРПК1 вместе с нагревателями закрыта теплоизолирующим материалом. Для МРПК2 необходимости в такой системе подогрева нет.

МРПК оснащены усилителем-дискриминатором на основе микросхемы NINO [14], разработанной для эксперимента ALICE. Выходные сигналы усилителя-дискриминатора преобразователем LVDS–ECL трансформируются в уровни ECL. Затем ECL-сигналы по витой паре категории 5E передаются на модули времяцифрового преобразователя (ВЦП) в экспериментальном домике. Длина кабелей от МРПК1 и МРПК2 до модулей ВЦП – 25 и 12 м соответственно. Используются модули ВЦП модели VX1290A, которые имеют временной квант 25 пс [15]. Разрешение канала накамерной электроники вместе с каналом ВЦП составляет 22 пс.

Для получения точной временной отметки от МРПК используется метод коррекции времени по ширине сигнала (Time over Threshold method). Для этого ВЦП регистрирует времена прихода переднего и заднего фронтов сигнала от МРПК. Зависимость времени прихода переднего фронта от ширины сигнала находится из экспериментальных данных спектрометра, настроенного на регистрацию отрицательно заряженных адронов с импульсом 2 ГэВ/с. Такие данные содержат малое



**Рис. 12.** Распределение по времени пролета в различных сеансах на установке СПИН: **а** — для отрицательных  $\pi^-$ -мезонов при импульсе 2 ГэВ/с (данные получены в 2020 г.), пунктирная кривая — подгонка функцией нормального распределения со стандартным отклонением 86 пс; **б** — для отрицательных частиц при импульсе 2.8 ГэВ/с при условии отсутствия сигнала в черенковском счетчике (данные получены в 2020 г.); **в** — для положительных частиц при импульсе 4.2 ГэВ/с (данные получены в 2018 г.), временное разрешение равно 120 пс.

(примерно 1%) количество  $K$ -мезонов и антипротонов, что не затрудняет обнаружение искомой зависимости. Ширина импульсного захвата спектрометра (примерно 5%) дает малое размытие времени пролета пионов (около 60 пс). Описание используемой процедуры можно найти в работе [16]. В сеансе 2020 года полное временное разрешение ВПС составило 86 пс (рис. 12).

На рис. 12а показано распределение по времени пролета для отрицательных  $\pi^-$ -мезонов при импульсе 2 ГэВ/с, полученное в 2020 г. Пунктирная кривая соответствует подгонке функцией нормального распределения со стандартным отклонением 86 пс. На рис. 12б показано распределение по времени пролета отрицательных частиц при импульсе 2.8 ГэВ/с при условии отсутствия сигнала в черенковском счетчике (данные 2020 г.). На распределении видны пики, соответствующие (слева направо)  $\pi$ -мезонам,  $K$ -мезонам и антипротонам. Наличие  $\pi$ -мезонов на этом распределении вызвано неэффективностью черенковского счетчика. На рис. 12в приведено распределение по времени пролета для положительных частиц при импульсе 4.2 ГэВ/с. Данные получены в 2018 году, временное разрешение равно 120 пс. Опубликованные до 2021 года данные в эксперименте СПИН получены при этом разрешении.

## 9. ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА

Для измерения импульса вторичных частиц, выведенных за пределы радиационной защиты, на установке СПИН используется спектрометр, состоящий из анализирующего магнита  $M_3$  типа СП12А и трековой системы на основе многопроволочных камер. Перед магнитом размещены три

станции дрейфовых камер, после магнита — две станции пропорциональных камер.

Трековая система позволяет восстанавливать импульс частицы с точностью 0.4%. Измеряемый трек частицы состоит из двух частей: первая определена до магнита  $M_3$ , а вторая — после него. Для определения импульса используется программа GRKUTA из пакета Geant 3.21. С ее помощью с использованием карты магнитного поля трек после магнита  $M_3$  протягивается в обратную сторону так, чтобы пройти через начальную и конечную точки первой части трека (до магнита). Поэтому для каждого трека получают два предельных значения импульса, которые дают среднее значение и оценки ошибки.

### 9.1. Дрейфовые камеры

Траектория частицы на входе в анализирующий магнит определяется с помощью дрейфовых камер. Каждая камера содержит 32 анодные проволоки. Шаг анодных проволок 6 мм. Диаметр анодных проволок 50 мкм. Между анодными проволоками расположены разделительные проволоки с катодным потенциалом. Чувствительная область равна  $19.2 \times 19$  см<sup>2</sup>. Катодные плоскости изготовлены из металлизированного лавсана и отстоят от плоскости анодных проволок на 3 мм. Камеры скомпонованы в три блока. Каждый блок содержит две  $X$ - и две  $Y$ -плоскости, всего 12 плоскостей. Для разрешения лево-правой неоднозначности положения трека относительно анодной проволоки парные  $X$ - и  $Y$ -плоскости в каждом блоке смещены друг относительно друга на 3 мм по осям  $X$  и  $Y$  соответственно. Максималь-

ное расстояние между крайними дрейфовыми камерами составляет 191 см.

В дрейфовых камерах используется газовая смесь, состоящая из аргона и изобутана в соотношении 70/30. Рабочее напряжение для такой смеси равно 1.95 кВ. При этом напряжении максимальное время дрейфа равно 63 нс, а координатное разрешение дрейфовой камеры составляет 0.12 мм.

В качестве накамерной электроники используется усилитель-дискриминатор УПД-16 производства ИФВЭ с порогом 2.5 мкА. Выходные сигналы усилителя-дискриминатора в уровнях ЕСЛ передаются по телефонному кабелю на времяцифровой преобразователь ЛЕ-84, который выполнен в стандарте МИСС [16]. В основе модуля используется микросхема НРТДС [17].

### 9.2. Многопроволочные пропорциональные камеры

Многопроволочные пропорциональные камеры (МПК) [18] совместно с дрейфовыми камерами предназначены для реконструкции треков заряженных частиц и измерения их импульсов по углу отклонения в магнитном поле спектрометрического магнита  $M_3$ . За магнитом  $M_3$  на базе 2.3 м между двумя блоками установлены семь МПК: четыре малые (400 × 520 мм) и три большие (900 × 1400 мм) камеры, в которых задействована только часть проволочек. Все камеры изготовлены по единой технологии: диаметр анодных проволочек 20 мкм, шаг анодных проволочек 2 мм, зазор анод–катод 5 мм. Относительная погрешность измерения импульса в такой геометрии составляет менее 0.5%.

Наклон анодных проволочек в МПК-У и МПК-В к горизонтали равен 10.8°, эти камеры повернуты относительно друг друга на 180° вокруг вертикальной оси.

В камеры подается трехкомпонентная газовая смесь 70% аргона + 29.5% изобутана + 0.5% хладона 12 по двум направлениям последовательно: в МПК1–МПК4 – с расходом 100 мл/мин и в МПК5–МПК7 – с расходом 200 мл/мин. Плато эффективности регистрации заряженных частиц

для данной газовой смеси начинается при напряжении 4600 В.

Информация снимается с МПК посредством накамерной электроники [19]. Сигналы с усилителей-формирователей РПК-32 с регулируемым порогом чувствительности объединяются в две ветви для четных и нечетных номеров проволочек МПК и поступают в контроллеры БР-РПК системы сбора данных.

## 10. АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Инклюзивные сечения рождения частиц восстанавливаются с помощью итерационной процедуры, в которой используются выходы частиц и таблицы акцептанса. Таблицы акцептанса предварительно вычисляются для каждой конфигурации установки: угла отдачи  $\alpha$ , импульса  $P$  и положения пучка. Измеряемые выходы частиц зависят от положения и формы пучка, а также уменьшаются на несколько порядков при изменении настроек от минимальных значений импульса  $P \approx 1$  ГэВ/с до максимальных. Поэтому при расчете сечения требуется такая процедура, которая будет учитывать импульсные распределения внутри захвата по импульсу для каждой конфигурации.

Для тонких мишеней (С, Al, Cu, W) выход частиц типа  $i$  определяется выражением

$$Y_i = \frac{\left( \frac{N(p)}{N_p} - Y_{BGR} \right) fr(i)}{N_{TARG}}. \quad (2)$$

Здесь  $N(p)$  – число всех частиц, измеренное установкой для импульса  $P$  за время, когда на мишень было сброшено  $N_p$  протонов;  $Y_{BGR}$  – нормированный фон, он определен ранее выражением (1);  $fr(i)$  – доля частиц типа  $i$  (где  $i$  означает  $\pi, K, p, \dots$ ), которая была определена с помощью времяпролетной системы для данного импульса и конкретной мишени.

Для водородной мишени выражение для определения выходов частиц иное:

$$Y_i = \frac{fr_{FULL}(i) \left( \frac{N(P)}{N_p} - \frac{|BGR|}{N_{2p}} \right) - fr_{EMPTY}(i) \left( \frac{|EMPTY|}{N_{1p}} - \frac{|BGR - EMPTY|}{N_{3p}} \right)}{N_{TARG}}, \quad (3)$$

где  $|BGR|$ ,  $|EMPTY|$  и  $|BGR-EMPTY|$  – измерения фона соответственно с полной мишенью и закрытым затвором, пустой мишенью и открытым затвором, пустой мишенью и закрытым затвором;  $fr_{FULL}$  и  $fr_{EMPTY}$  обозначают долю частиц типа  $i$ , определенную с помощью времяпролетной системы соответственно для полной и пустой

мишеней. Отличие в обработке данных с жидководородной мишенью связано с заметным вкладом обогащенного тяжелыми ядерными фрагментами фона от фланцев мишени.

Дополнительная нормировка на число атомов мишени определяется как

$$N_{\text{TARG}} = \frac{N_A \rho t}{A}, \quad (4)$$

где  $A$  – число нуклонов ядра,  $N_A$  – число Авогадро,  $\rho$  и  $t$  соответственно плотность и толщина мишени.

Таблицы акцептанса  $\varepsilon_i(p, \theta, \varphi, r)$  вычислялись при помощи программы моделирования физических установок Geant4. Таблицы содержат вероятность для частицы типа  $i$  образовать триггерный сигнал в установке в зависимости от ее импульса  $P$ , угла ( $\theta$ ,  $\varphi$ ) и от точки  $r$  ее рождения в мишени. Параметры  $\varphi$  и  $r$  в сечение входить не могут, поэтому для расчетов использовались таблицы

$$\varepsilon_i(p, \theta) = \iint \varepsilon(p, \theta, \varphi, \vec{r}) d^3 r d\varphi. \quad (5)$$

Для антипротонов, протонов, тритонов и дейтронов это означает вероятность пройти по магнитному каналу установки от точки излучения до последнего детектора. Заряженный  $\pi$ -мезон при прохождении по магнитному каналу может распадаться с образованием заряженного мюона. Наша времяпролетная система не может отличить такой мюон от родительского  $\pi$ -мезона. Поэтому таблицы для  $\pi$ -мезонов содержат вероятность того, что мезон или его распадный мюон дойдут до конца установки через черенковский детектор, триггерные счетчики и времяпролетную систему. Для идентификации  $K$ -мезонов необходимо, чтобы они прошли через черенковский детектор, не распавшись. Моделирование показывает, что если  $K$ -мезон распадается в промежутке между МРПК1 и МРПК2, то его заряженные продукты распада практически не дают сигнала во всех триггерных счетчиках, и такими событиями можно пренебречь. Тем не менее, при расчете таблиц акцептанса вычислялась вероятность того, что  $K$ -мезон пройдет через черенковский счетчик или дальше, а если он распадется после черенковского счетчика, пионы или заряженные лептоны от его распада дадут сигнал в триггерных счетчиках и детекторах времяпролетной системы. Таблицы акцептанса имеют следующие размеры ячеек по импульсу и углу:

$$\Delta p \leq 0.02P, \quad \Delta \theta \leq 0.008, \quad \Delta \varphi \leq 0.01.$$

Для каждой ячейки разыгрывается такая статистика, чтобы точность вычисления эффективности для данной ячейки (биномиальное распределение) была не хуже  $10^{-3}$ . Границы таблиц находятся путем последовательного увеличения числа ячеек вокруг центральной области до тех пор, пока на границе объема эффективность срабатывания любой ячейки не станет меньше  $10^{-3}$ .

После нахождения границ таблицы (фазового объема) размеры ячеек последовательно уменьшаются в 2 раза до тех пор, пока вариация инте-

гральной эффективности в таблице не станет меньше  $\sim 10^{-2}$ .

Число таблиц для каждого типа частиц равно числу измеренных конфигураций. Если известна зависимость сечения от импульса  $\frac{d^3 \sigma(i, p, \alpha) E}{d^3 p} \equiv \sigma_i(p)$ , то можно вычислить выход частиц в каждой конфигурации установки. Вычисления выполняются через интеграл

$$Y_i = y_i = \iint \sigma_i(p) \varepsilon_i(p, \theta) d \cos(\theta) \frac{p^2 dp}{E}. \quad (6)$$

Этот выход должен совпадать в пределах ошибок с тем, который определен в формулах (2) или (3). При сравнении восстановленных и экспериментальных выходов используется функция отклонения

$$\chi_i = \sum_{k=N}^{k=1} \left( 1 - \frac{Y_i(P_k)}{y_i(P_k)} \right)^2 \frac{1}{\text{Err}_k^2}, \quad (7)$$

где сумма берется по всем экспериментальным точкам;  $\text{Err}_k$  – относительная точность измерения выхода в данной точке.

Непрерывное сечение  $\sigma_i(p)$  задается значениями в  $N$  конфигурационных точках  $\xi_i(P_k)$ , которые затем соединяются кубическим сплайном

$$\sigma_i(p) = f(\xi_i(P_k)), \quad 1 \leq k \leq N.$$

Итерационная процедура восстановления сечений подбирает  $N$  значений  $\xi_i(P_k)$  так, чтобы была минимальна функция (7). В первом приближении эти значения вычисляются как:

$$\xi_i^1(P) = \frac{Y_i(P)}{\iint \varepsilon_i(p, \theta) d \cos(\theta) \frac{p^2 dp}{E}}.$$

Дальнейшие итерации состоят в выполнении двух операций для каждой точки  $k$  последовательно от 1 до  $N$ . Первая операция подбирает смещение  $\delta \xi$  одновременно для всех  $\xi_i(P_k)$ ,  $k \geq j$ , так, чтобы функция (7) была минимальна. После соответствующей коррекции выполняется вторая операция, которая подбирает смещение для другой части точек:  $\xi_i(P_k)$ ,  $k < j$  – при минимальности функции (7). При завершении цикла по  $k$  итерации повторяются до тех пор, пока относительное изменение (между итерациями) в каждой точке  $\xi_i(P_k)$  не станет меньше  $10^{-3}$ . Абсолютная ошибка сечения вычисляется по формуле

$$\text{Err}(\sigma(P_k)) = \sigma(P_k) \sqrt{\text{Err}_k^2 + (1 - y(P_k)/Y(P_k))^2}.$$

## 11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны основные элементы экспериментальной установки и приводятся их харак-



теристики. Параметры канала транспортировки частиц позволяют выводить на мишень установки до  $10^{13}$  частиц за цикл У-70. Узкоапертурный фокусирующий спектрометр СПИН представляет собой систему из семи магнитных элементов, включающую в себя дипольные магниты и квадрупольные линзы. Расположение магнитных элементов на движущихся платформах дает возможность выбирать угол регистрации вторичных частиц в диапазоне от  $25^\circ$  до  $55^\circ$  к направлению пучка. Система диагностики пучка основана на использовании камер вторичной эмиссии, что обеспечивает долговременную стабильность отклика и позволяет работать в широком диапазоне интенсивностей пучка. Мишенная станция оснащена системой телемеханики, позволяющей выбрать экземпляр вещества мишени. Трековая система состоит из набора дрейфовых и пропорциональных камер, которые обеспечивают измерение импульсов частиц с точностью около 0.5%. Система идентификации сорта частиц основана на пороговом черенковском счетчике и многозачеренковых резистивных плоских камерах для времяпролетной техники и позволяет разделять частицы вплоть до 4 ГэВ/с.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят руководство НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ за поддержку и внимание при создании установки СПИН и при организации и проведении измерений. Мы благодарим сотрудников У-70, отдела вывода, отдела пучков и отдела энергетических установок за внимательное и доброжелательное отношение при решении возникающих проблем. Много из того, что было задумано, никогда бы не реализовалось без умелых рук и светлой головы Александра Тихоновича Головина; приносим ему искреннюю благодарность за плодотворное сотрудничество.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аммосов В.В., Антонов Н.Н., Викторов В.А., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Коротков В.А., Мысник А.И., Прудкогляд А.Ф., Свиридов Ю.М., Семак А.А., Терехов В.И., Углеков В.Я., Уханов М.Н., Чуйко Б.В., Балдин А.А., Шиманский С.С. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. № 9–10. С. 773. <https://doi.org/10.1134/S2079562913090029>
2. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Коротков В.А., Мысник А.И., Прудкогляд А.Ф., Семак А.А., Терехов В.И., Углеков В.Я., Уханов М.Н., Чуйко Б.В., Шиманский С.С. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. № 9–10. С. 678. <https://doi.org/10.7868/S0370274X16220021>
3. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Галоян А.С., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Мысник А.И., Прудкогляд А.Ф., Пряников Д.С., Романовский В.А., Семак А.А., Терехов В.И., Углеков В.Я., Уханов М.Н., Шиманский С.С. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 11–12. С. 799. <https://doi.org/10.1134/S0370274X18240025>
4. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Галоян А.С., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Прудкогляд А.Ф., Пряников Д.С., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н., Шиманский С.С. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 5–6. С. 291. <https://doi.org/10.31857/S0370274X2005001X>
5. Новости и проблемы фундаментальной физики. Специальный выпуск. 2007. № 1. <http://exwww.ihep.ru/ihep/journal/ИНЕР-1-2007.pdf>
6. Новости и проблемы фундаментальной физики. 2009. № 2. <http://exwww.ihep.ru/ihep/journal/ИНЕР-2-2009.pdf>
7. Асанов В.Н., Гришин В.Н., Иванова Н.С., Копырин А.А., Кошелев А.В., Ларионов А.В., Лукьянцев А.Ф., Маконин С.В., Матюшин А.А., Милюткин В.П., Селезнев В.С., Слепцов М.А., Сотников А.Ю., Сытин А.Н. // ПТЭ. 2013. № 4. С. 16. <https://doi.org/10.7868/S0032816213030208>
8. <http://www.autompro.ru/index.htm>
9. Apollinari G., Béjar Alonso I., Brüning O., Fessia P., Lamont M., Rossi L., Taviani L. CERN Yellow Reports: Monographs. V. 4/2017CERN-2017-007. High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) Technical Design Report V. 0.1.
10. Попов А.В., Самсонов Н.Г. Препринт НИИЭФА № П-Б-0440. Л., 1979
11. Алексеев А.В., Веселов М.Д., Кузнецов В.С., Ласточкин Ю.А., Мозалевский И.А., Никифоровский А.В., Тарасов Б.И., Фролов А.М. Препринт ИФВЭ № ОП 68-62. Серпухов, 1968.
12. Dillon J. Hayes A thesis submitted in partial fulfillment of the requirement for the degree of Bachelor of Science. [https://www.wm.edu/as/physics/documents/seniorstheses/class2018theses/hayes\\_dillon.pdf](https://www.wm.edu/as/physics/documents/seniorstheses/class2018theses/hayes_dillon.pdf)
13. Kuzmin N.A., Ladygin E.A., Ladygin V.P., Petukhov Yu.P., Sychkov S.Ya., Semak A.A., Ukhanov M.N., Usenko E.A. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2019. V. 916. P. 190. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.098>
14. Anghinolfi F., Jarron P., Martemyanov A.N., Usenko E., Wenninger H., Williams M.C.S., Zichichid A. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2004. V. 533. P. 183. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.024>
15. <https://www.caen.it/products/vx1290a-2esst/>
16. Бушин Ю.Б., Ваньев В.С., Гончаров П.И., Зимин С.А., Исаев А.Н., Конопляников А.К., Марчихин Н.К., Медовиков В.А., Макаров Г.П., Разумов А.А., Сенько В.А., Солдатов М.М., Шаланда Н.А., Якимчук В.И. Препринт ИФВЭ 88-47. Серпухов, 1988.
17. [http://tdc.web.cern.ch/tdc/hptdc/docs/hptdc\\_manual\\_ver2.2.pdf](http://tdc.web.cern.ch/tdc/hptdc/docs/hptdc_manual_ver2.2.pdf)
18. Вишневецкий А.В., Голутвин И.А., Зарубин А.В., Злобин Ю.Л., Кишин Ю.Т., Кузьмин Н.А., Светов Л.В., Смолин Д.А., Яцененко Ю.А. // ПТЭ. 1979. № 3. С. 60.
19. Голутвин И.А., Евдокимов Н.Н., Жильцов В.Е., Картавин В.Ю., Попов А.А., Смолин Д.А., Хабаров В.С. Препринт ОИЯИ № Р13-81-123. Дубна, 1981.