

И Ф В Э 84-3
ОЭИПК

А.М.Андришин, Е.Н.Ардашев, В.В.Бабинцев, М.Ю.Боголюбский,
В.А.Бумажнов, И.А.Вишняков, А.А.Волков, Н.А.Галяев,
Л.Л.Закамский, В.Н.Запольский, А.Е.Кирюнин, А.И.Котова,
О.В. Ломакин, В.Х.Маляев, А.А.Минаенко, А.М.Моисеев,
Г.Я.Митрофанов, Г.Н.Наавгуст, Ю.П.Никитин, Е.Н.Паршин,
А.В.Плескач, В.В.Плескач, Г.И.Селиванов, С.Р.Слабоспицкий,
М.Н.Уханов, В.С.Филиппов, В.А.Хмельников, С.В.Чекулаев,
Ю.Р.Якубов

(Институт физики высоких энергий, Серпухов)

А.Е.Буклей, В.Ю.Волков, В.И.Гилев, П.Ф.Ермолов,
В.В.Козлов, В.А.Крамаренко, А.Н.Ларичев, А.К.Лефлат,
В.П.Руковичкин, А.В.Шкуренок, Ю.В.Ярба
(Институт ядерной физики МГУ, Москва)

С.Г.Басиладзе, В.В.Суворов, Ю.Д.Шукин, О.З.Элоев
(Научно-исслед. вычислит. центр МГУ)

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, И.М.Граменицкий,
А.И.Григорьев, Ю.Д.Зернин, Э.И.Мальцев, Б.А.Морозов,
В.П.Пугачевич, В.Т.Толмачев, Ю.В.Хренов, М.Д.Шафранов
(Объединенный институт ядерных исследований, Дубна)

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ С ОТКРЫТЫМ ОЧАРОВАНИЕМ
В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ СЕРПУХОВСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

(Предложение эксперимента)

Аннотация

Андришин А.М., Ардашев Е.Н., Бабинцев В.В., Басиладзе С.Г., Батюня Б.В., Боголюбский М.Ю., Богуславский И.В., Буклей А.Е., Бумажнов В.А., Вишняков И.А., Волков А.А., Волков В.Ю., Галеев Н.А., Гилев В.И., Граменицкий И.М., Григорьев А.И., Ермолов П.Ф., Закамский Л.Л., Запольский В.Н., Зернин Ю.Д., Кирюнин А.Е., Козлов В.В., Котова А.И., Крамаренко В.А., Ларичев А.Н., Лефлат А.К., Ломакин О.В., Малаев В.Х., Мальцев Э.И., Минаенко А.А., Митрофанов Г.Я., Моисеев А.М., Морозов Б.А., Наавгуст Г.Н., Никитин Ю.П., Паршин Е.Н., Плещач А.В., Плещач В.В., Пугачевич В.П., Руквичкин В.П., Селиванов Г.И., Слабоспицкий С.Р., Суворов В.В., Толмачев В.Т., Уханов М.Н., Филиппов В.С., Хмельников В.А., Хренов Ю.В., Чекулаев С.В., Шафранов М.Д., Шкуренок А.В., Шукин Ю.Д., Элоев О.З., Якубов Ю.Р., Ярба Ю.В.

Исследование образования частиц с открытым очарованием в адронных взаимодействиях при энергиях Серпуховского ускорителя. (Предложение эксперимента). Серпухов, 1984.

48 стр. с рис. (ИФВЭ ОЭИПК 84-3).

Библиогр. 61.

Предлагается эксперимент по исследованию образования частиц с открытым очарованием при энергиях Серпуховского ускорителя.

В предложении эксперимента дается физическое обоснование целесообразности постановки такого эксперимента при энергиях 70 ГэВ, приводятся основные характеристики предлагаемой установки - магнитного спектрометра с вершинным детектором, обсуждаются требования, предъявляемые к вершинному детектору с точки зрения его пространственного разрешения и скорости набора статистики. В предложении также подробно рассмотрены различные возможности создания быстрой триггерующей системы, позволяющей обогащать выборку детектируемых событий взаимодействиями с образованием очарованных частиц.

Abstract

Andriishin A.M., Ardashev E.N., Babintzev V.V., Basladze S.G., Batyunya B.V., Bogolubski M.Yu., Boguslavski I.V., Bukley A.E., Bumazhnov V.A., Vishnyakov I.A., Volkov A.A., Volkov V.Yu., Galyaev N.A., Gilev V.I., Gramenitzki I.M., Grigoriev A.I., Ermolov P.F., Zakamski L.L., Zapol'sky V.N., Zernin Yu.D., Kirunin A.E., Kozlov V.V., Kotova A.I., Kramarenko V.A., Larichev A.N., Leflatt A.K., Lomakin O.V., Malyaev V.Kh., Mal'tzev E.I., Minaenko A.A., Mitrophanov G.Ya., Moiseev A.M., Morozov B.A., Naavgust G.N., Nikitin Yu.P., Parshin E.N., Pleskach A.V., Pleskach V.V., Pugachevich V.P., Rukovichkin V.P., Selivanov G.I., Slabospitski S.R., Suvorov V.V., Tolmachev V.F., Ukhanov M.N., Filippov V.S., Khmel'nikov V.A., Khrenov Yu.V., Chekulaev S.V., Shaphranov M.D., Shkurenko A.V., Shukin Yu.D., Eloev O.Z., Yakubov Yu.R., Yarba Yu.V.

A Study of the Charmed Particles Hadroproduction at Energies of the Serpukhov Accelerator. Serpukhov, 1984.

p. 48. (IHEP 84-3).

Refs. 61.

An experiment is proposed to study charged particles production at energies of the Serpukhov accelerator. In the proposal of this experiment the physical reasons for conducting such an experiment are given; the main parameters of the proposed set-up-a magnetic spectrometer with a vertex detector - are given. Requirements for the spacial resolution and the data acquisition rate of the vertex detector are discussed. Different types of the fast triggering system, which permit to enrich the detected sample with events, having charged particles, are also discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Предлагается эксперимент по измерению сечений и изучению механизмов образования очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях на Серпуховском ускорителе с помощью установки гибридного типа, включающей прецизионный вершинный детектор.

Исследования процессов образования очарованных частиц с использованием подобной методики являются новыми для энергий Серпуховского ускорителя, и полученные экспериментальные данные будут содержать качественно новую информацию, критичную для понимания механизмов адронобразования очарованных частиц.

2. ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Первая частица с новым квантовым числом "с" (очарование), D-мезон, была открыта в e^+e^- -аннигиляции в 1976 году^{/1/}. К настоящему времени накоплена сравнительно большая информация о свойствах очарованных адронов (времена жизни, моды распада) и получены оценки сечений их образования в e^+e^- -аннигиляции^{/2/} в лептон-адронных^{/3/} и фотон-адронных^{/4/} взаимодействиях.

В то же время экспериментальная ситуация с адронным рождением очарования является во многом неясной. Первые прямые экспериментальные доказательства образования очарованных мезонов и барионов в адронных столкновениях были получены на ISR при энергиях $\sqrt{s} = 50 \div 60$ ГэВ^{/5, 6/}. Оценки сечения образования очарованных частиц, полученные в этих и последующих экспериментах, оказались неожиданно высокими: $\sigma(c\bar{c}) \sim \sim 100 \div 500$ мкб^{/7/}, хотя эти оценки являются во многом модельнозависимыми. Полученные на ISR данные по дифференциальным сечениям свидетельствовали о наличии большого вклада в полное сечение $\sigma(c\bar{c})$ от процессов с образованием очарованных барионов в области фрагментации протона.

Однако, при более низких энергиях FNAL и SPS ($P_{\text{лаб.}} = 300\text{-}400\text{ ГэВ/с}$) были получены существенно меньшие оценки полного сечения образования очарованных частиц, $\sigma(c\bar{c}) \sim 30\text{ мкб}^{8, 9/}$.

Для решения проблемы сечений образования частиц с открытым очарованием и получения информации о механизмах рождения тяжелых кварков на ускорителях FNAL и CERN в настоящее время проводится или готовится целый ряд экспериментов при энергиях $E_{\text{лаб}} \geq 100\text{ ГэВ/10/}$.

С другой стороны, при энергиях ускорителя в Серпухове ($P_{\text{лаб.}} \leq 70\text{ ГэВ/с}$) точные данные о сечении образования очарованных частиц еще отсутствуют (полученные оценки лежат в области $\sigma(c\bar{c}) \sim 5\div 50\text{ мкб}^{11, 12/}$). В то же время экспериментальные результаты в этой области энергий могут оказаться весьма критичными для выяснения природы механизмов рождения очарованных частиц.

Поэтому необходимым шагом в исследовании рождения очарованных адронов является постановка специального эксперимента при энергиях Серпуховского ускорителя.

В настоящее время еще нет установившихся теоретических моделей образования очарованных адронов. Существующие теоретические подходы дают разные оценки сечений рождения очарованных частиц, иногда отличающихся более чем на порядок, что связано с различными предположениями о механизмах их образования.

Например, вычисления в рамках "наивной" партонной модели в низших порядках теории возмущений КХД^{13/} (т.е. диаграмм $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ и $gg \rightarrow c\bar{c}$) приводят при $\sqrt{s} = 30\text{ ГэВ}$ к сечению $\sigma(pp \rightarrow c\bar{c} + X) \sim 10\div 20\text{ мкб}$, что пока не очень противоречит существующим грубым экспериментальным данным в этой области энергий. Характерным для этой модели является предсказание "центрального" образования очарованных адронов, что, однако, существенно расходится с результатами экспериментов на ISR^{7/}.

Эта же модель, дополненная предположением о большой вероятности взаимодействия в конечном состоянии рожденного тяжелого кварка с валентными кварками из остающейся адронной системы, приводит к более реалистичным спектрам D-мезонов и Λ_c^+ -барионов, но положение максимума инклюзивного спектра очарованных частиц в точке $x_F = 2p_L^*/\sqrt{s} = 0$ остается при этом неизменным^{14/}. Вместе с тем, вычисленное по этой модели полное сечение рождения очарованных частиц при энергиях ISR ($\sigma(c\bar{c}) \sim 20\div 40\text{ мкб}$) расходится с экспериментом более чем на порядок, что, по-видимому, указывает на необходимость выхода за рамки теории возмущений.

Существующие экспериментальные данные по $\sigma(c\bar{c})$ в адрон-адронных взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} < 60\text{ ГэВ}$ представлены на рис. 1. Заштрихованной областью на этом рисунке показана энергетическая зависимость^{13/}, вычисленная в рамках теории возмущения КХД.

В работах^{15, 16/} для объяснения большого сечения и существенно нецентрального характера образования очарованных адронов, обнаруженного на ISR, было выдвинуто предположение о наличии в волновой функции протона вклада ($\epsilon_c \sim 1\%$) фоковской компоненты $|uudc\bar{c}\rangle$ (модель "внутреннего очарования")^{*}.

*) Более подробно эта модель рассмотрена в приложении 1.

Однако измеренные спектры "прямых" мюонов в beam-dump-эксперименте на мюонном спектрометре FNAL, по-видимому, свидетельствуют о том, что вероятность обнаружить протон в состоянии $|uudc\bar{c}\rangle$ не превышает $\epsilon_c \sim 0,05\%$ ^{/17/}. Анализ данных с Европейского гибридного спектрометра (EGS), проведенный в работе^{/18/}, также приводит к величине $\epsilon_c < 0,05\%$.

В последнее время интенсивно развивается также модель "возбужденного аромата"^{/19/}, в которой вероятность обнаружить "готовые" очарованные кварки в "море" начального адрона определяется участием кварка из виртуальной $c\bar{c}$ -пары в элементарном подпроцессе:



Эта модель описывает свойства лидирования рожденных очарованных барионов, предсказывает полное сечение очарования в области $\sqrt{s} \sim 50$ ГэВ $\sigma(pp \rightarrow c\bar{c} + X) \approx 100$ мкб и, по-видимому, к настоящему моменту наилучшим образом соответствует экспериментальным данным. Энергетическая зависимость $\sigma(c\bar{c})$ в области энергии до $\sqrt{s} \sim 60$ ГэВ, получаемая в этой модели, показана на рис. 1 штриховой линией.

Более крутая энергетическая зависимость сечения образования очарованных частиц в pp -взаимодействиях получена в периферической кварк-глюонной модели, основанной на топологическом разложении и стринговой интерпретации фейнмановских диаграмм^{/20/} (штрих-пунктирная линия на рис. 1).

При энергиях Серпуховского ускорителя основными процессами образования очарованных частиц в пучках адронов с $S = 0$ будут



где D - очарованные мезоны: D^\pm с массой 1869,4 МэВ; D^0 с массой 1864,7 МэВ или их низшие возбужденные состояния, а C - очарованные барионы: Λ_c^+ с массой 2282 МэВ или другие наиболее легкие очарованные ($C = 1$) барионы с $J^P = 1/2^+$ и $S = 0$ (Σ_c^+ , Σ_c^0 , Σ_c^{++}), а также их низшие возбужденные состояния.

Времена жизни и основные моды распада этих частиц даны в табл. 1. Из приведенных в табл. 1 очарованных барионов в адронных взаимодействиях наблюдался только Λ_c^+ ^{/6, 7/}.

Экстраполяция данных, полученных при более высоких энергиях (см. рис. 1), и отдельные результаты по сечению образования очарования при энергиях $E_{\text{лаб}} < 100$ ГэВ позволяют предполагать, что это сечение в адронных взаимодействиях при энергиях 60-70 ГэВ должно быть порядка десятка мкб. Так, излучение выхода прямых e^\pm , образовавшихся в π^-p -взаимодействиях при 70 ГэВ, дало оценку полного сечения образования очарованных частиц 19 ± 11 мкб^{/21/}. Из результатов beam-dump-эксперимента при 70 ГэВ/с, выполненного на Серпуховском ускорителе^{/11/}, получена оценка сечения образования $\sigma(c\bar{c}) = 5 \pm 4$ мкб. Модельно зависимая оценка сечения образования очарования в K^-p -взаимодействиях при 110 ГэВ/с, полученная на основании измеренного сечения образования $(s\bar{s})$ в процессе дифракционной диссоциации протона, дала также $\sigma(c\bar{c}) \approx 10$ мкб^{/22/}.

Таблица 1

Частицы	Масса (МэВ)	Время жизни	Мода распада	%
D^+	$1869,4 \pm 0,6$	$9 \cdot 10^{-13}$ с	$K^- \pi^+ \pi^+$ $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\bar{K}^0 \pi^+$ $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $e^\pm + X$	$4,6 \pm 1,1$ < 4 $1,8 \pm 0,5$ $8,4 \pm 3,5$ 19 ± 4
D^0	$1864,7 \pm 0,6$	$4 \cdot 10^{-13}$ с	$K^- \pi^+$ $K^- \pi^+ \pi^0$ $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ $e^\pm + X$	$2,4 \pm 0,4$ $9,3 \pm 2,8$ $4,5 \pm 1,3$ $4,2 \pm 0,8$ < 6
Λ_c^+	$2282 \pm 3,1$	$2 \cdot 10^{-13}$ с	$\Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $p K^- \pi^+$ $p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ $p \bar{K}^{*0} (892)$ $\Delta^{++} (1232) K^-$ $e^+ + X$	3,1 $2,2 \pm 1,0$ 4 $0,48 \pm 0,3$ $0,45 \pm 0,27$ $4,5 \pm 1,7$
Σ_c^+	2457 ± 4		$\Lambda_c^+ \pi^0$ $\Lambda_c^+ \pi^0 \gamma$	
Σ_c^0	~ 2500		$\Lambda_c^+ \pi^-$	
Σ_c^{++}	~ 2430		$\Lambda_c^+ \pi^+$	

Достаточно точных оценок сечений процессов (1) и (2) по отдельности при энергиях $E_{\text{лаб}} < 100$ ГэВ нет, однако можно предположить, что так же, как и в случае образования пар странных частиц, процесс (2) может иметь более крутую пороговую зависимость, чем (1), и доминировать при энергиях $E_{\text{лаб}} < 100$ ГэВ/20/. Действительно, недавно получены указания на большое ($\geq (70 \pm 20)$ мкб/ядро) сечение инклюзивного образования Λ_c^+ в пС-взаимодействиях при средней энергии нейтронов 58 ГэВ. В этой работе сигнал от Λ_c^+ -бариона наблюдался как в спектрах эффективных масс ($K_s^0 p \pi^+ \pi^-$)-системы, так и ($\Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$)-системы/12/.

Для оценки сечения реакции (1) можно предположить, что отношение $\sigma(D\bar{D})/\sigma(J/\psi) \approx 100$, найденное в πN -взаимодействиях при 200 ГэВ/с/23/, сохраняется и при меньших энергиях. Тогда из данных работ/24/, в которых для реакции $\pi N \rightarrow J/\psi + X$ при 40 ГэВ/с найдено $\sigma(J/\psi) = 20$ нб/нукл. (для $x_F > 0$), следует, что $\sigma(D\bar{D})$ при этой энергии должно быть ≥ 2 мкб. Таким

образом, существующие данные позволяют предположить, что при энергиях 60÷70 ГэВ сечение реакции (1) в π^-p -взаимодействиях должно превышать 4 мкб, а сечение реакции (2) в pp -взаимодействиях может быть >10 мкб.

Поэтому первоочередной задачей предполагаемого эксперимента будет точное измерение инклюзивных сечений процессов (1) и (2) в pp - и π^-p -взаимодействиях при энергиях 60÷70 ГэВ и оценка их топологических сечений. В случае подтверждения достаточно больших сечений этих процессов при 60÷70 ГэВ желательно определить их энергетическую зависимость до минимальных значений энергий, при которых они еще доступны измерению.

В качестве дальнейшего развития исследований процессов образования очарованных частиц, возможность которого станет ясной после измерения сечения процессов (1) и (2), предполагается предпринять изучение механизма образования пар очарованных частиц. Для этого, прежде всего, нужно достаточно точно измерить инклюзивные дифференциальные сечения адронов с целью проверить теоретические пределы на наклоны инвариантных x_F -распределений^{/14, 18/}:

$$x_F \frac{d\sigma}{dx_F} \sim (1 - |x_F|)^{4-5} \quad \text{для } D^-$$

$$x_F \frac{d\sigma}{dx_F} \sim (1 - |x_F|)^{1-2} \quad \text{для } \Lambda_c^+$$

Весьма важным является также изучение корреляции при парном образовании очарованных адронов^{/25/}.

Особый интерес представляют измерения поляризации Λ_c^+ -бариона, так как эти данные позволяют прояснить механизм возникновения $s\bar{s}$ и понять эффект большой поляризации Λ -гиперонов с $p_T > 0,5$ ГэВ/с, обнаруженный в pN -взаимодействиях в интервале первичных импульсов 20÷2000 ГэВ/с^{/26, 27/}.

Для объяснения последних данных был предложен целый ряд теоретических моделей (см., например^{/28-31/}). Поскольку ud -дикварк в Λ -гипероне имеет спин равный нулю, поляризация Λ -гиперона в кварковых рекомбинационных моделях определяется поляризацией s -кварка. В работе^{/28/} с помощью метода, основанного на использовании одновременного динамического уравнения для амплитуды рассеяния и представлениях о кварковой структуре адронов, показано, что абсолютная величина поляризации Λ -гиперонов, образовавшихся в дифракционных процессах, должна расти в области малых p_T как $\sim p_T^2$.

В работе^{/30/} в качестве механизма поляризации s -кварка рассматривается ускорение морского s -кварка ($|x_F^s| < 0,1$) в процессе его рекомбинации с дикварком из протона в Λ -гиперон. Другой поляризационный механизм, являющийся аналогом кулоновского рассеяния в поле тяжелого ядра, рассмотрен в работе^{/31/}. В этой модели поляризация пропорциональна массе кварка в отличие от моделей^{/28, 30/}, в которых поляризация с ростом массы кварка уменьшается.

Следует отметить, что в случае образования Λ_c^+ в результате рекомбинации медленного s -кварка с быстрым ud -дикварком знак поляризации следует ожидать^{/30/} таким же, как для Λ -гиперона, т.е. $P_{\Lambda_c^+} < 0$. Для области $p_T < m_c$ подобное же предсказание получено в работе^{/28/}.

Большой интерес представляют также дальнейшие исследования в области спектроскопии очарованных барионов. Из 64 очарованных барионов, предсказываемых в рамках $SU(4)$ -симметрии, к настоящему времени известны четыре состояния с $J^P = 1/2^+$, $S = 0$, $C = 1$ и одно состояние с $S = -1$, $C = 1^{3/2}$. В пучках адронов с $S = 0$, $C = 0$ наиболее вероятно образование нестранных очарованных барионов, а также их низших возбужденных состояний (например, $J^P = 3/2^+$ изобар). Никаких экспериментальных данных по очарованным изобарам в настоящее время еще нет, хотя по аналогии со странными барионами вероятность образования очарованных изобар должна составлять десятки процентов от сечения образования очарованных барионов.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Первые результаты по образованию адронов с открытым очарованием в e^+e^- -аннигиляции^{/2/} в фотон-адронных взаимодействиях^{/4а, в/} и в адрон-адронных взаимодействиях при энергии ISR^{/5, 6/} были получены при изучении распределений инвариантных масс для систем частиц, на которые возможен распад очарованных адронов.

Однако при более низких энергиях, где сечение образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях существенно уменьшается, наблюдение пика от их распада в спектрах эффективных масс становится затруднительным из-за комбинаторного фона. Кроме того, всегда существует неоднозначность в отождествлении наблюдаемого пика в распределении эффективных масс с сигналом именно от распада частиц с открытым очарованием, поскольку не исключена возможность существования при близких значениях массы других связанных состояний, не имеющих квантового числа $C = 1$.

Опыт последних лет показал, что при исследовании образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях наиболее надежные и детальные данные можно получить на "гибридных" установках, имеющих вершинный детектор (ВД) высокого разрешения, который позволяет регистрировать вершину от распада короткоживущей частицы^{/8/}.

Ввиду ограниченных размеров прецизионных ВД, возможности такой установки по изучению процессов образования и распада очарованных адронов существенно зависят от состава внешних детекторов, сопровождающих ВД. В частности, при комбинации прецизионного ВД с широкоапертурным магнитным спектрометром, черенковскими счетчиками и детектором γ -квантов становится возможной полная идентификация значительной части распадов очарованных частиц на заряженные и нейтральные адроны, что обеспечивает определение их времен жизни и измерение дифференциальных сечений.

Поэтому для исследования образования очарованных адронов на ускорителе ИФВЭ предлагается создать новую экспериментальную установку, состоящую из прецизионного вершинного детектора, магнитного спектрометра с проволочными камерами и годоскопического черенковского γ -спектрометра (см. рис. 2). Этот спектрометр с вершинным детектором (СВД) предполагается разместить в корпусе ВП-1 на месте жидководородной пузырьковой

камеры "Людмила" в пучке заряженных частиц (p, π^{\pm}) с импульсом до 70 ГэВ из ускорителя У-70.

Для набора с помощью такой "гибридной" установки достаточной статистики по событиям с образованием очарованных частиц в адронных взаимодействиях при энергиях $E_{\text{лаб.}} \ll 70$ ГэВ, где вероятность их появления мала ($10^{-3} \div 10^{-4}$), предлагается создать также специальную аппаратуру, обеспечивающую достаточно эффективное триггирование событий с очарованными адронами.

3.1. Вершинный детектор

3.1.1. В настоящее время методика прецизионных вершинных детекторов развивается быстрыми темпами. Поэтому на разных этапах эксперимента предполагается использование различных ВД, причем окончательный выбор его на заключительной стадии эксперимента (которая начнется через несколько лет) целесообразно сделать позже с учетом прогресса, достигнутого в этой области.

На начальном этапе исследований в качестве ВД предлагается использовать малую (объемом $15 \times 7 \times 7$ см³) быстроциклирующую жидководородную пузырьковую камеру в комбинации с прецизионным координатным детектором ионизационного типа.

Как показывает опыт использования таких камер в CERN /33/, для того чтобы обеспечить возможность детектирования в камере распадов очарованных частиц со временем жизни $\tau = 10^{-13} \div 10^{-12}$ с, нужно обеспечить размер пузырьков $\emptyset = 20$ мкм и их плотность $N_n \geq 100$ пузырьков/см, т.е. жидкость должна находиться в существенно более перегретом состоянии, чем в обычных пузырьковых камерах. Такой режим оказался вполне достижимым для "чистых" жидководородных камер небольшого размера, так же как и частота срабатывания ~ 50 Гц /33/. Схематическое изображение предполагаемой жидководородной пузырьковой камеры приведено на рис. 3. Подробности конструкции камеры описаны в приложении II.

Основной особенностью предполагаемой камеры является возможность голографического съема информации. Достоинством этого метода съема информации с пузырьковой камеры является высокое пространственное разрешение (несколько мкм) по всей глубине камеры, тогда как с обычной оптикой такое разрешение может быть достигнуто только в очень тонком слое (~ 1 мм) жидкости. Вследствие этого загрузку камеры пучковыми частицами можно повысить в $10 \div 20$ раз, что позволяет, соответственно, продвинуться в область меньших сечений.

Исследования влияния турбуленций в рабочем объеме камеры на качество голограмм, проведенные в CERN /34/, показали, что простая однолучевая схема Габора не обеспечивает достаточно высокого разрешения при голографировании жидководородных камер, где плоскость голограммы по техническим причинам не может быть помещена достаточно близко к рабочему объему камеры. Вследствие этого при проектировании жидководородной камеры с голографическим съемом информации в CERN также испытывается более

сложная схема с "чистым" опорным лучом^{/35/}. С другой стороны, опыт, полученный в области обработки голограмм с пузырьковых камер в CERN, позволяет надеяться на то, что влияние турбуленций может быть в значительной мере устранено на уровне обработки.

Поэтому для окончательного выбора схемы голографического съема информации потребуются моделирование и дополнительное изучение опыта, полученного в других лабораториях.

Для получения пузырька диаметром ~ 10 мкм задержка между моментом прохождения пучковой частицы, давшей взаимодействие, и вспышкой лазера должна быть меньше 20 мкс. Необходимо также совместить работу лазера с циклом камеры и обеспечить возможность съемки нескольких голограмм за время вывода пучка из ускорителя (~ 1 с).

Поскольку проблема успешного совмещения режима быстрого циклирования с голографическим съемом информации для жидководородных камер полностью еще не решена и ее реализация может потребовать длительных методических исследований, на первом этапе эксперимента предполагается использовать классическую оптику. Как показали результаты, полученные на камере **NOLEBS**, при использовании специальных объективов можно достигнуть разрешения $R \approx 20$ мкм на глубине фотографирования ≈ 2 мм^{/33/}.

Прецизионный координатный детектор предлагается создать на основе поверхностно-барьерных микроэлектродных кремниевых счетчиков, расположенных непосредственно перед и после пузырьковой жидководородной камеры. Основная задача этого детектора заключается в восстановлении координат вершины первичного взаимодействия, что необходимо для организации триггера. Подробнее устройство координатного детектора будет описано в разделе, посвященном организации триггера.

Использование в качестве ВД прецизионной жидководородной камеры, как будет показано ниже, существенно облегчит оценку $\sigma(\text{с}\bar{\text{с}})$ на первом этапе эксперимента. Однако, поскольку суммарное время чувствительности быстроциклирующей камеры составляет только несколько процентов от времени сброса пучка, возможности набора статистики с помощью такой установки будут весьма ограничены.

3.1.2. Для решения всех физических задач эксперимента, требующих анализа тысяч распадов очарованных частиц, планируется использовать прецизионный ВД на основе стекловолоконной оптики из сцинтиллирующего стекла, который далее в этом тексте будет именоваться ДСВ (детектор из стекловолокна). Такие ДСВ в настоящее время уже разрабатываются в ряде лабораторий^{/36/} и их использование в составе гибридных установок позволит, по-видимому, объединить высокое разрешение при регистрации треков заряженных частиц в околорешетчатой области с быстроедействием счетчиковых приборов.

Конструктивно ДСВ будет представлять цилиндр $\emptyset 1,0 \div 2$ см, состоящий из стекловолокон $\emptyset 10 \div 20$ мкм и длиной несколько см. Первичный пучок будет направляться по оси цилиндра (т.е. вдоль стекловолокон); свет от сцинтилляций, возникших при пересечении заряженной частицей данного стекловолокон-

на, будет передаваться по нему до торца цилиндра, к которому подсоединен электронно-оптический преобразователь (ЭОП) высокого разрешения или прибор с зарядовой связью (ПЗС). Изображение вершины взаимодействия, получаемое с ДСВ, будет соответствовать проекции вторичных треков на плоскость, перпендикулярную первичному пучку. Преимуществом такого расположения ДСВ в пучке является достаточно большая вероятность сцинтилляции при пересечении стекловолокон вторичными частицами, выходящими под малым углом к пучку.

Пространственное разрешение ДСВ в поперечной плоскости будет определяться сечением стекловолокон и разрешением ЭОП или ПЗС и по оценкам, сделанным в работе^{/36/}, может быть доведено до уровня 10 мкм. Однако разрешением в продольном направлении такой прибор не обладает, поэтому для определения границ рабочей области вдоль пучка требуется использование дополнительных прецизионных координатных детекторов. Недостатком ДСВ по сравнению с быстроциклирующей жидководородной камерой является то, что взаимодействия с образованием очарованных частиц в этом детекторе будут происходить на разных ядрах (в основном, кремния и кислорода), что затруднит измерение сечения на нуклон.

Для решения некоторых проблем, требующих очень высокого пространственного разрешения, возможно использование ВД с ядерными фотоэмульсиями, так как большие успехи, достигнутые в автоматизации обработки фотоэмульсий, позволяют с помощью этой методики набирать статистику в сотни распадов очарованных частиц.

3.2. Магнитный спектрометр

Импульсный анализ частиц будет проводиться в магнитном спектрометре с проволочными пропорциональными камерами.

Для предлагаемой установки предполагается использовать магнит МС-7 от пузырьковой камеры "Людмила" после соответствующих переделок (смены обмоток и закрывания отверстия в верхнем полюсе).

Специально проведенные расчеты магнита показали, что после этого в объеме $300 \times 150 \times 100 \text{ см}^3$ неравномерность величины магнитного поля не будет превышать 5% при величине $H = 1,8 \text{ Т}$.

Непосредственно после вершинного детектора будут установлены блоки пропорциональных камер (K_{2-4}), которые должны обеспечивать "сшивание" треков заряженных частиц в магните и в вершинном детекторе, а также регистрировать частицы, выходящие под большими углами. Эти три блока пропорциональных камер с рабочими размерами $400 \times 400 \text{ мм}^2$ будут иметь шаг намотки сигнальных нитей 1 мм. Общее число сигнальных нитей в блоках составит 4041.

Внутри магнита будет установлено шесть блоков пропорциональных камер с рабочей площадью $150 \times 100 \text{ см}^2$ с шагом намотки 2 мм и одной нитью поддержки на плоскость. Общее число сигнальных нитей в пропорциональных камерах равно 12900. Каждый блок пропорциональных камер будет состоять из трех координатных плоскостей в одном газовом объеме: две плоскости с

обычной ортогональной намоткой и третья плоскость с "косой" намоткой под 30° к вертикали для устранения неоднозначности при определении координат нескольких частиц.

Один блок таких же камер будет установлен за магнитом МС-7 для повышения точности измерения импульса самых быстрых (лидирующих) адронов. Электроника системы регистрации и подготовки данных с координатных детекторов описана в разделе 3.5.

3.3. Годоскопический спектрометр γ -квантов

Для регистрации γ -квантов предполагается использовать годоскопический спектрометр, представляющий из себя матрицу счетчиков полного поглощения из прозрачного свинцового стекла. Методика таких спектрометров развивалась в ИФВЭ в течение ряда лет и их характеристики были подробно исследованы в нескольких экспериментах^{/37/}.

На основании результатов этих исследований радиаторы из свинцового стекла Ф8 должны иметь длину (вдоль направления пучка) $l = 42$ см и прямоугольное поперечное сечение с длиной стороны $d \approx 3-4$ см. При общей поперечной площади детектора $(1,2 \times 1,2)$ м² он будет состоять из ~ 1000 отдельных счетчиков. Расчеты, проведенные по модели, описанной в приложении 1, показали, что вероятность регистрации 2γ -квантов от π^0 , являющимся продуктом распада Λ_c^+ - или D-мезона, вылетевших в с.ц.м. в переднюю полусферу, равна $\sim 20\%$ и $\sim 27\%$, соответственно.

Черенковское излучение, вызванное прошедшими через счетчик e^\pm из электромагнитного каскада, будет регистрироваться приклеенным к торцу фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-84-3 с диаметром фотокатода 24 мм. Источники питания, быстрая электроника и специальная электроника управления системой амплитудного анализа будут выполнены на основе имеющихся в ИФВЭ разработок для годоскопических γ -спектрометров серии ГАМС^{/37/}.

Конструктивно спектрометр γ -квантов будет выполнен в виде автономного детектора и будет установлен непосредственно за магнитом МС-7 на дистанционно управляемой платформе, которая должна иметь возможность перемещаться по двум поперечным координатам.

3.4. Система триггирования

Для эффективной работы СВД необходимо, чтобы информация снималась с детекторов только в том случае, когда в рабочем объеме ВД произошло нужное взаимодействие.

Как обычно, нужно несколько уровней триггирования, что связано с различными временными характеристиками входящих в состав СВД детекторов и разными объемами обрабатываемой информации.

3.4.1. Триггер первого уровня

Быстрый триггер первого уровня (в пределах 100 нс) на стробирование проволочных камер будет отбирать взаимодействие первичной частицы, про-

исшедшее в области расположения ВД. Триггер первого уровня будет формироваться по следующей логической схеме:

$$C_1 \cdot \overline{VC} \cdot \overline{МКД}_1^{ij} \cdot \overline{МКД}_2^{ij} \cdot \overline{МКД}_2^{kl}$$

где C_1 – сигнал с малого сцинтилляционного счетчика, расположенного в пучке на достаточном удалении от ВД; VC – сигнал с большого охранного сцинтилляционного счетчика, имеющего окно для прохождения пучка; МКД – многоэлектродные кремниевые детекторы, по две координатные плоскости которых расположены перед и после пузырьковой камеры (см. рис. 4).

Так как в малой (с длиной вдоль пучка ~ 15 см) жидководородной камере содержится всего $\sim 0,025 L_{ВЗ}$ (для протонов) рабочего вещества, более половины взаимодействий, отбираемых триггером первой ступени, будут происходить не в рабочем объеме камеры, а в стенках корпуса камеры, экранах и стенках вакуумного кожуха.

3.4.2. Триггер второго уровня

На втором уровне триггирования будет производиться более жесткий отбор взаимодействий в ограниченном эффективном объеме ВД, а также отбор по множественности заряженных частиц в этих взаимодействиях.

При выработке этого триггера по данным с проволочных камер K_1 и кремниевых детекторов МКД восстанавливается траектория пучковой частицы и рассчитываются X - и Y -координаты вершины взаимодействия, x_B , y_B , которые в предположении, что пучок проходит точно по оси установки, будут равны координатам, измеренным в МКД. Для определения траектории вторичных частиц, например, в плоскости XZ используются x -координатные плоскости МКД₂ и двух пропкам $К_2$. Отсчеты, соответствующие одному треку, производятся методом переборки, исходя из требования их принадлежности одной прямой.

Например, для каждой комбинации координат x_1 и x_3 (с первой и третьей координатных плоскостей) с помощью быстрого спецпроцессора вычисляется ожидаемая координата x_2 во второй x -координатной плоскости и проверяется наличие отсчета в соответствующем канале этой координатной плоскости. В целом процедура отыскивания трех соответствующих точек может быть выполнена за время несколько сот наносекунд.

Как показано на рис. 4, в каждой плоскости XZ и YZ с помощью координат трека, измеренных в двух соответствующих координатных плоскостях, Z -координат этих плоскостей и x_B – или y_B – координаты вершины можно с помощью простого соотношения быстро определить z_B – координату вершины. Аналогичная процедура поиска треков и восстановления z_B -координаты вершин будет производиться для нескольких других крайних отсчетов $x_3^i (y_3^i)$ с третьей (y)-координатной плоскости, и найденные значения z_B^i будут усредняться.

Переборка N_1 - и N_3 -отсчетов в первой и третьей координатных плоскостях требует $(N_1 \cdot N_3)$ -циклов, поэтому для убыстрения расчетов эти операции должны быть запараллелены, например, по числу N_3 .

Для проверки, находится ли полученная оценка Z_B в эффективном объеме, она сравнивается с заранее заданными пределами. В целом процедура восстановления вершины должна занять несколько микросекунд.

Предлагаемая электроника триггирования установки, организованная как спецпроцессор, описана в разделе 3.5.

Как показывает опыт эксплуатации быстроциклирующих камер в CERN, триггер от взаимодействия в рабочем объеме камеры эффективен при использовании обычной оптики, когда через жидководородную пузырьковую камеру пропускается не более 30 первичных частиц и одно взаимодействие происходит в среднем на 2-3 цикла расширения камеры (при длине рабочего объема $l = 10$ см).

Так как средняя множественность заряженных частиц при распаде очарованной частицы составляет $2,6^{39/}$, события с образованием очарованных частиц при энергии 70 ГэВ должны иметь повышенную множественность и их процент среди двух- и четырехлучевых событий должен быть незначителен. Поэтому определенное обогащение выборки событиями с очарованными частицами может быть получено при триггировании по числу вторичных частиц >4 . При таком триггере будет фотографироваться только 50% всех событий, образовавшихся в эффективном объеме, т.е. в среднем одно взаимодействие на 4-6 расширений камеры.

При работе с голографическим съемом информации, когда через камеру будут пропускаться 200-500 первичных частиц, потребуется более жесткий триггер, так как при этом при каждом расширении камеры в эффективном объеме будет происходить несколько взаимодействий. В ДСВ длиной 3 см при сбросе $\sim 10^6$ протонов за цикл ускорителя будет происходить $\sim 10^5$ взаимодействий/с, из которых также требуется произвести on-line отбор событий с очарованными частицами, так как быстродействие системы съема информации на основе ЭОП или ПЗС существенно меньше ($\sim 10^2$ соб/с).

Возможности создания высокоселективного триггера для отбора событий с очарованными частицами будут рассмотрены в разделе 5.

3.5. Электроника эксперимента

Структурная схема электроники приведена на рис. 5.

Первичный отбор взаимодействия производится традиционной наносекундной логикой, работающей непосредственно с импульсами детекторов.

Постановка эксперимента предъявляет высокие требования к измерительным характеристикам координатной системы с быстрым отбором событий (триггерной системы), так как триггерная система должна обладать высоким пространственным разрешением ($< 0,3$ мм), работать в пучке с интенсивностью $J > 10^6$ част/с и плотностью 10^4 част/мм².с, иметь эффективность регистрации 99% и достаточно малое мертвое время.

Обеспечение высокой эффективности (99%) регистрации частиц при работе пропорциональных камер (ПК) в пучках высокой интенсивности и плотности частиц требует разработки специального усилителя-формирователя. Известно, что неэффективность отдельной проволоки ПК может составлять до 2,5%,

причем основной вклад в неэффективность ($\sim 2\%$) вносит мертвое время канала регистрации - t_M . Поэтому основное требование к усилителю-формирователю - уменьшение длительности импульса с проволоки ПК, т.е. t_M усилителя-формирователя, усредненного по спектру амплитуд, до 50 нс. Такая величина сравнима с длительностью импульса тока со сработавшей проволоки на уровне порога дискриминации. Поэтому дальнейшее снижение t_M требует уменьшения длительности входного сигнала дискриминатора, которое возможно с введением в усилитель цепей коррекции импульса.

Система регистрации и подготовки данных с координатных детекторов, кроме традиционной задачи считывания с ЭВМ, должна представить информацию для вычисления в спецпроцессоре. С учетом этого организация системы регистрации информации с ПК и МКД представлена на рис. 6. Отличие в организации электроники считывания МКД и ПК состоит только в типе применяемых усилителей. Организация дальнейшей обработки унифицирована. Система предусматривает по два контроллера в тех каркасах, где есть блоки регистрации, несущие информацию для спецпроцессора.

Работа системы считывания организована следующим образом: информация с усилителей-формирователей, расположенных на ПК и МКД, поступает в блоки регистрации (БР), где в режиме записи циклически фиксируется в соответствующей ячейке ОЗУ, адрес которого инкрементируется генератором тактовой частоты. Работа генератора прерывается по строб-сигналу от быстрой логики. Блоки регистрации с помощью контроллера пропкамер (КПК) переводятся в режим считывания. При этом информация в БР из ОЗУ переводится во внутренний стек блока. Блоки с ненулевой информацией выставляют запрос на магистраль. Сначала считывание из БР производится спецконтроллером (СК), содержащим кроме схем управления кодировщик номера проволоки и ОЗУ в виде стека. После того, как информация для спецпроцессора окажется считанной из БР в СК, возможен второй режим работы, когда данные из БР считываются КПК на магистраль ветви. Причем считывание из БР ведется под управлением селектора запросов (СЗ). На рис. 7 представлена блок-схема связи установки с ЭВМ СМ-4. В МГУ ведется разработка контроллера ОШ СМ-4 согласно документа EUR-6500 с каналом прямого доступа. Такой контроллер образует драйверное устройство ветви, включающее до семи крейтов КАМАК с помощью контроллеров межкрейтовой связи, работающих по протоколу КОМПЕКС.

Электроника триггерного спецпроцессора, вырабатывающего триггер второго уровня, реализована в виде потенциальной системы блоков, на входе которой сигналы с детекторов выделяются во времени, запоминаются на быстродействующих регистрах и поступают на модули, реализующие алгоритм отбора. Такая система обеспечивает наивысшее быстродействие, поскольку можно использовать параллельные методы реализации алгоритмов отбора событий.

Предлагаемая группа модулей является функциональным аналогом систем MBNIM /53/ и ECL-CAMAC /54/, предложенных, соответственно, в CERN и Fermilab. Она состоит из

- быстродействующего селективного регистра;
- суммирующего поразрядного преобразователя;
- быстродействующего ОЗУ;
- арифметико-логического модуля;
- модуля для производства циклических операций.

Данные передаются между модулями посредством 16-разрядных быстродействующих магистралей через многоконтактные разъемы на передних панелях. Управляющие сигналы, задающие логику и последовательность обработки данных, коммутируются витыми парами через эти же многоконтактные разъемы. И данные, и сигналы управления передаются в уровнях ЭСЛ; для обеспечения высокой помехоустойчивости и логической гибкости принята парафазная передача сигналов.

Модули работают асинхронно, что позволяет достигнуть наибольшего быстродействия. Каждый модуль имеет четыре входа управления, совпадение сигналов на которых служит строб-сигналом запуска модуля. Неиспользуемые входы управления дают постоянные потенциалы разрешения. По окончании обработки данных каждый модуль выдает строб-сигнал их готовности (наличия на выходной магистрали). Ниже кратко описаны функциональное назначение и основные характеристики разработанных модулей.

Селектирующий быстродействующий регистр предназначен для выделения импульсов, поступивших в течение длительности входного строб-сигнала, запоминания их в 16-разрядном регистре, сигналы с которого выводятся на быстродействующую магистраль, либо, при обращении к модулю, в магистраль крейта. Запись входных импульсов производится по их переднему фронту (т.е. не требуется формирования входных импульсов по длительности). Выходной строб-сигнал готовности данных выдается по окончании входного строб-сигнала. Модуль имеет вход сброса для обнуления регистра, сигнал на который поступает с передней панели. Имеется возможность задавать длительность сигналов, выводимых на быструю магистраль и обрабатываемых системой не на все время решения (задержки) системы, а только на разность во времени между различными путями прохождения сигналов. Это существенно повышает частоту обработки данных системой, так как позволяет (так же как в наносекундной логике) использовать конвейерный принцип обработки.

Как известно, наиболее быстродействующими (реализуемыми при сравнительно небольшом числе градаций входных переменных) являются табличные методы решения. Следующие два модуля предназначены для табличного функционального преобразования данных. Первый работает непосредственно с линейными позиционными кодами с выхода быстродействующего селективного регистра, а второй допускает и двоичное представление входных данных.

Суммирующий поразрядный преобразователь осуществляет табличное преобразование 16-разрядного линейного позиционного кода в 16-разрядный выходной код. Таблица 16x16 бит заносится с магистрали крейта и записывается в регистры, каждый из которых адресуется индивидуальной линией с передней панели. При поступлении нескольких сигналов на входы на выходе образуются наложение кодов.

Быстродействующее ОЗУ емкостью 1К 16-разрядных слов имеет на передней панели 16-разрядный входной адрес. Из них десять разрядов являются адресом ячеек памяти ОЗУ, а шесть старших разрядов представляют устанавливаемый внутренним переключателем номер модуля. Таким образом, общая емкость памяти может быть, в принципе, доведена до 64К слов. Модуль ОЗУ предназначен для хранения или табличного преобразования данных. В частности, он может производить логические и арифметические операции над двумя переменными, представляемыми двоичными кодами, с общей длиной до 16 бит. Таблица 1024x16 бит заносится также с магистрали крейта. В модуле использованы интегральные схемы памяти К500РУ415.

Арифметико-логический модуль включает в себя 16-разрядное АЛУ на интегральных схемах К500ИП181, которое производит 16 арифметико-логических операций над двумя числами, вводимыми с передней панели. Один из входов мультиплексируется с внутренним регистром модуля, данные в который (константа) заносятся с магистрали крейта. Управление видом операции и мультиплексированием производится с помощью 5-разрядного статусного регистра, также имеющего связь с магистралью крейта.

Описанные выше модули работают с входными импульсами 5÷15 нс, их собственное временное разрешение 2 нс, задержка 8÷16 нс, максимальная рабочая частота 100÷50 МГц.

Задание алгоритма обработки данных в системе, собираемой из описываемых модулей, осуществляется путем коммутации магистралей и управляющих сигналов. Перед началом обработки данные могут быть переписаны в быстродействующие ОЗУ. Начало процесса обработки текущего набора входных данных из общего массива задается модулем производства циклических операций. Он же фиксирует окончание очередной процедуры обработки. В случае положительного решения процесс может быть приостановлен и данные считаны из ОЗУ. В случае отрицательного решения модуль производства циклических операций модифицирует адрес одного из ОЗУ и запускает систему на новую процедуру обработки. Модуль допускает реализацию двух вложенных друг в друга циклов, каждый из которых может быть повторен до 4096 раз (в зависимости от начального содержимого регистров при счетчиках циклов). Модули организации циклов допускают каскадирование.

Запись информации в таблицы и регистры всех модулей, а также чтение производятся с магистрали крейта по протоколу КОМПЕКС. На рис. 8 приведена блок-схема части спецпроцессора, реализующая на основе описанной группы модулей алгоритм отбора $F < \Delta$, где $F = C + \alpha n_1 + \beta n_2^j + \gamma n_3^k$, n_i - данные в различных слоях детекторов установки, например, номера сработавших проволок в разных слоях ПК.

Алгоритм отбора, основанный на решении линейного уравнения, позволяет решать многие задачи эксперимента - такие как поиск треков, поиск вершины и т.д.

4. МЕТОДИКА ОБНАРУЖЕНИЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ РАСПАДОВ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ВЕРШИННОМ ДЕТЕКТОРЕ

Основным преимуществом экспериментов с использованием ВД является возможность визуального обнаружения распадов короткоживущих частиц и отделения их от фоновых процессов.

Как показывает опыт эксперимента $NA-13^{86/}$, использование в качестве ВД-жидководородной пузырьковой камеры существенно упрощает проблемы визуальной идентификации распадов очарованных частиц. Действительно, распады заряженных очарованных частиц дают характерные изломы или вторичные вершины с нечетным числом заряженных частиц, а распады нейтральных очарованных частиц – нейтральные вершины с четным числом заряженных частиц. Обнаружение на малых (несколько мм) расстояниях от первичной вершины двух вершин от распадов короткоживущих частиц указанного выше типа в жидком водороде будет обеспечивать выделение событий от процессов (1) или (2) с достаточно низким уровнем фона, так как вероятность появления в жидком водороде в одном событии двух вторичных взаимодействий на малом расстоянии от вершины пренебрежимо мала даже для многолучевых событий.

Несколько бóльшие проблемы вызывает фон от распада нейтральных странных частиц и конверсии γ -квантов, но и он в каждом случае может быть достаточно точно оценен.

Кроме того, возможна оценка сечения выхода очарованных частиц по характерным распадам одиночных частиц^{86/} (например, трехчастичным распадам заряженных и четырехчастичным распадам нейтральных очарованных частиц), фон для которых в жидком водороде также будет мал.

Таким образом, полное сечение образования очарованных частиц при использовании жидководородной камеры может быть оценено путем простого подсчета числа событий с двумя распадами или одиночными распадами характерных топологий в ограниченной области около первичной вершины даже без полной идентификации распадающихся частиц (после коррекции на ожидаемое число фоновых событий).

В этом случае основная проблема будет состоять в возможности достаточно эффективного обнаружения распадов частиц со временем жизни 10^{-12} – 10^{-13} с. На рис. 9 приведены распределения по распадной длине для распадов D^{\pm} -мезонов ($\tau = 9 \cdot 10^{-13}$ с), D^0 -мезонов ($\tau = 4 \cdot 10^{-12}$ с) и Λ_c^+ -барионов ($\tau = 2 \cdot 10^{-13}$ с), рассчитанные методом Монте-Карло с использованием модели образования $\bar{D}\Lambda_c^+$, описанной в приложении 1. Видно, что в первом случае бóльшая часть вершин лежит на расстоянии $L \geq 500$ мкм от первичной вершины.

Однако, как показано в работе^{40/}, эффективность обнаружения распада очарованной частицы в многочастичном конечном состоянии определяется не столько величиной распадной длины L , сколько возможностью отделить продукты распада от остальных заряженных частиц из первичного взаимодействия, лежащих в узком переднем конусе. Для предварительного отбора "кандидатов" в распаде очарованных частиц в^{40/} было предложено использовать

поперечную распадную длину L_T и промах y_T , смысл которых ясен из схематического изображения распада, показанного на вставке рис. 9, где θ_p - угол вылета вторичной частицы по направлению пучка; θ_d - угол вылета одной из заряженных частиц продуктов распада относительно направления вылета распадающейся частицы.

Величина L_T связана с p_T распадающейся частицы с массой m и временем ее полета

$$L_T = (p_T/m) \cdot t$$

для $p_T < m$, $t < 2r$ и $r = 5 \cdot 10^{-13}$ с, $L_T < 300$ мкм. Это означает, что распады очарованных частиц будут лежать, в основном, в узком переднем конусе быстрых частиц.

Величина y_T в первом приближении не зависит от импульсов частиц, $y_T \sim r c$, и нижний предел на эту величину, достижимый при просмотре, соответствует нижнему пределу на время жизни τ короткоживущей частицы. Распределение по y_T для заряженных частиц от распадов очарованных адронов, рассчитанных методом Монте-Карло по модели, описанной в приложении 1, показано на рис. 10. Согласно результатам моделирования, проведенного в работе^{40/}, распад очарованной частицы может быть обнаружен с вероятностью $\sim 100\%$, если промах одной из распадных частиц в три и более раза превышает разрешение. Однако реальный опыт обработки пленки с камеры LEBC, имевшей разрешение $R = 40$ мкм, в эксперименте NA-16 показал, что распады очарованных частиц могут быть обнаружены и при $y_T < 3R/8\sqrt{}$. На вставке к рис. 10 показана вероятность обнаружения распадов D^+ , D^0 и Λ_c^+ как функция разрешения R , полученная с использованием феноменологической функции вероятности обнаружить распад

$$P(R) = \begin{cases} 1 & \text{при } y_T > 3R \\ (y_T - R)/2R & \text{при } R < y_T < 3R \\ 0 & \text{при } y_T < R \end{cases}$$

при дополнительном ограничении $L > 100$ мкм.

Для оценки сечений реакции (1) и (2) по отдельности требуется идентификация хотя бы части короткоживущих частиц. Предлагаемая установка представляет для этого следующие возможности:

- распады без испускания нейтральных частиц могут быть идентифицированы кинематически по 1с-фит гипотезам (здесь и ниже предполагается, что вектора-импульсы всех заряженных частиц от распада очарованного адрона измерены в магнитном спектрометре);

- распады с испусканием одной нейтральной странной частицы, зарегистрированной в магнитном спектрометре, могут быть идентифицированы по 4с-фит гипотезам: этот способ будет особенно эффективен для выделения Λ_c^+ -гиперона по распадам $\Lambda_c^+ \rightarrow K^0 p \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$;

- распады с испусканием π^0 -мезона, оба γ -кванта от которого зарегистрированы в γ -детекторе, в принципе, могут быть идентифицированы по 2с-фит (без ассоциированных распадов нейтральных странных частиц) или

5с-фит (с ассоциированными распадами) гипотезам; это же относится к распадам с двумя и более π^0 -мезонами, все γ -кванты от которых зарегистрированы в γ -детекторе.

Вероятность измерения векторов импульсов всех заряженных частиц от распада Λ_c^+ -гиперона и D-мезона, а также вероятность регистрации в γ -детекторе одного π^0 -мезона в зависимости от их фейнмановской переменной x_F показаны на рис. 11а и 11б. В этих расчетах предполагалось, что для измерения импульса заряженной частицы достаточно, чтобы она пересекла, по крайней мере, три блока камер K_{5-10} . Из рис. 11а видно, что в магнитном спектрометре будут измеряться почти все продукты распада Λ_c^+ -гиперонов и D-мезонов, вылетающих в с.ц.м. в переднюю полусферу. Разрешение по эффективной массе заряженных продуктов распада Λ_c^+ -гиперона при этом составляет ~ 10 МэВ. Детектор γ -квантов особенно эффективен при регистрации π^0 -мезона от распада Λ_c^+ -гиперонов, максимум x_F -распределения которых приходится на $|x_F| \approx 0,3$ (см. приложение 1).

Поскольку прямая регистрация Λ_c^+ -гиперонов на первом этапе эксперимента может представить определенные трудности, оценка сечения канала 2 может быть получена по разности сечений инклюзивного образования \bar{D} - и D-мезонов, $\sigma(\Lambda_c^+ \bar{D}) = \sigma(D^- / \bar{D}^0) - \sigma(D^+ / D^0)$, в предположении, что каналы 1 и 2 являются доминирующими. Как показывает опыт NA-16, на первом этапе эксперимента для такой оценки достаточно идентифицировать $20 \div 30 \bar{D}$, D^{18V} .

5. ВОЗМОЖНОСТИ УСТАНОВКИ ПО НАБОРУ СТАТИСТИКИ

На первом этапе эксперимента жидководородную пузырьковую камеру целесообразно использовать с обычным оптическим, а не голографическим съемом информации. Это связано, с одной стороны, с необходимостью тщательного исследования источников теплопритока и тепловыделения, минимизации тепловых неоднородностей в объеме камеры в цикле расширения, которые являются основной трудностью при работе быстроциклирующих камер с голографическим съемом информации, а с другой стороны, с проблемами подготовки специальной аппаратуры для обработки голограмм.

Жидководородная камера с длиной эффективного объема 10 см и загрузкой 30 протонов за цикл расширения, работающая с частотой 20 Гц, при использовании триггера II ступени, описанного в разделе 3.4, позволяет за одни сутки работы в пучке ускорителя с длительностью сброса ~ 1 с получить при 50%-ной эффективности 45 тыс. снимков, что обеспечивает статистику $\sim 1,2$ соб/мкб. Как показано во вступлении, существующие данные позволяют ожидать в pp -взаимодействиях при 70 ГэВ/с сечения образования очарованных частиц $\sigma(c\bar{c}) \approx 10$ мкб. Поэтому на 400 тыс. снимков можно ожидать 100 событий с очарованными частицами; если перейти к триггеру на взаимодействия с $p_c \geq 6$, то при незначительном уменьшении числа событий с очарованными частицами число снимков сократится до ~ 220 тысяч. Поскольку для определения полного сечения образования очарованных частиц в pp -вза-

имодействиях при 70 ГэВ/с достаточна статистика в несколько десятков зарегистрированных распадов очарованных частиц, для достижения целей первой части эксперимента нужно будет набрать $\sim 10^6$ снимков, что потребует 30 суток работы на ускорителе.

Для увеличения статистики, по крайней мере, на порядок, которое требуется для решения физических проблем на втором этапе эксперимента, нужно будет повысить быстродействие пузырьковой камеры до 100 Гц и создать более селективный триггер, а в конечном счете — перейти к голографическому съему информации.

Использование ДСВ с простым триггером от взаимодействия в эффективном объеме обеспечит набор статистики 10±20 соб/мкб за сутки (при 50%-ной эффективности), причем скорость набора будет ограничиваться только задержкой на выработку триггера и скоростью съема информации с помощью ЭОП или ПЭС.

Однако при любом виде ВД центральной проблемой при необходимости набора высокой статистики по очарованным частицам остается создание триггерной аппаратуры, способной эффективно отделять события с очарованными частицами от фоновых.

5.1. Возможности триггирования от "прямого" μ -мезона

Одним из методов обогащения выборки событий сочарованными частицами, использовавшихся до сих пор в экспериментах по исследованию их образования, являлось триггирование по лептону от полулептонных распадов $D \rightarrow \ell^\pm + X$, где $\ell^\pm \equiv e^\pm$ или μ^\pm , вероятность которых для D-мезонов $\sim 20\%/42/$.

При триггировании трекового ВД от "прямого" μ -мезона до сих пор использовалась только постановка эксперимента типа beam-dump, при которой мюонный детектор размещается непосредственно за ВД^{8, 43/}. Это снижает фон от μ^\pm -мезонов, образовавшихся в результате распадов $\pi^+ \rightarrow \mu\nu$, $K^\pm \rightarrow \mu\nu$, однако, за счет полной потери информации о векторах-импульсах вторичных частиц. Поэтому эти эксперименты в принципе могут дать только информацию о полных сечениях образования очарованных частиц.

Однако использование за ВД магнитного спектрометра, из которого при поле 1,8 Т выходят только частицы с импульсом $p_{\text{лаб}} \geq 2$ ГэВ/с, позволяет отсеять фон от распадов медленных π^\pm -, K^\pm -мезонов, а распад быстрых мезонов на ограниченной длине спектрометра подавляется на величину Лоренц-фактора. Для оценки эффективности триггирования по "прямым" μ -мезонам, нами были проведены расчеты для конфигурации установки, изображенной на рис. 12. Для того, чтобы уменьшить эффект многократного рассеяния на точность определения координаты мюона, мюонный детектор был сделан из двух поглотителей и имел промежуточный годоскоп Γ_{xy}^2 . Прямые мюоны от распада очарованных частиц разыгрывались методом Монте-Карло по модели, описанной в приложении 1. Для вычисления фона от распада π - и K -мезонов использовались реальные события с DST pp-эксперимента при 69 ГэВ/с и параметризации для инклюзивных спектров, полученные в работе^{44/} по данным pA-взаимодействий при 67 ГэВ/с.

Было получено, что при поле $H = 1,8 \text{ Т}$ аксептанс установки для прямых мюонов составляет $\sim 20\%$. Основным источником фона от "непрямых" мюонов являются лептонные распады π^\pm , K^\pm -мезонов и распады ρ° - и ω° -мезонов на $\mu^+\mu^-$ -пары. В табл. 2 приведены средние (на одно неупругое pp -взаимодействие) вероятности появления распадного μ -мезона, который регистрируется детектором и дает ложный триггер. Видно, что распады π^\pm -мезонов существенно подавлены, однако, так как триггер на прямой мюон тоже выделяет всего $\sim 2\%$ от полного количества образовавшихся очарованных частиц, то с учетом большой множественности π^\pm фон от непрямых мюонов оказывается достаточно высоким. Поскольку для D -мезонов разрешенными являются распады с испусканием μ^- -мезона, в случае преобладающей роли канала 2, целесообразно триггироваться от μ^- -мезонов. В этом случае, как следует из табл. 3, обогащение выборки событиями с очарованными частицами несколько возрастает за счет меньшего числа быстрых распадных π^- -мезонов. Степень обогащения естественно может быть увеличена при уменьшении аксептанса мюонного детектора.

Таблица 2

Вероятность распада π^\pm , K^\pm , ω° , ρ° -мезонов
на длине магнитного спектрометра

Вид частицы	Вероятность на одну частицу	Средняя вероятность на событие
π^+	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$
π^-	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$
K^+	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-4}$
K^-	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$
$\omega^\circ + \rho^\circ$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$

Таблица 3

Вид триггирования	Триггер I + II уровн.	Триггер от μ^\pm	Триггер от μ^-
Вероятность (\bar{c} s) на одно триггированное событие	$4 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$

Более эффективным методом снижения фона от распадных мюонов является их on-line фильтрация, которая основывается на факте появления излома в траектории заряженной частицы на месте ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$) - или ($K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$) - распада. При наличии достаточно точного годоскопа на выходе спектрометра

можно установить соответствие между координатами в первом блоке проводочных камер и проследить траекторию мюона от выхода из спектрометра до восстановленной вершины в ВД на предмет возможного отклонения ее от прямой линии, как это показано на рис. 13а.

На рис. 13б показано распределение "стрел прогиба", δ , для распада π^{\pm} - и K^{\pm} -мезонов. Видно, что при реально достижимой точности отслеживания 5 мм можно отфильтровать $\sim 75\%$ распадов K^{\pm} -мезонов, но только $\sim 20\%$ π^{\pm} -мезонов. Дальнейшее улучшение фильтрации "непрямых" мюонов возможно при обработке данных в режиме, когда можно ввести поправки на неоднородность магнитного поля.

Такая триггерная система очевидно неэффективна при использовании в качестве ВД пузырьковой камеры, но вполне может быть использована с ДСВ. В последнем случае возможно также триггироваться от e^{\pm} из полуплеетонных распадов очарованных частиц, регистрируемых широкоапертурным черенковским счетчиком или детектором переходного излучения, установленными непосредственно за ВД. Основным фоном в этом случае будут e^{\pm} из пар Далица ($5 \cdot 10^{-2}/\text{соб}$) и e^{\pm} от конверсии γ -квантов из распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

5.2. Возможности триггирования по топологии события

Другой метод on-line триггирования событий с распадами очарованных частиц основывается на прецизионной реконструкции первичной и вторичной вершин путем экстраполяции в них траекторий вторичных заряженных частиц, точно измеренных с помощью координатных детекторов, установленных непосредственно за пузырьковой камерой^{/45/}. Реализация этого метода становится возможной с развитием технологии изготовления прецизионных МКД, обеспечивающих точность отсчета координаты заряженных частиц ≤ 10 мкм и способных функционировать в вакууме.

Поскольку использование такого триггера предъявляет специальные требования к конструкции быстроциклирующей пузырьковой камеры, весь этот комплекс должен проектироваться как единый мини-гибридный вершинный детектор.

Расчеты точности восстановления вершин без распадов очарованных частиц проводились с использованием реальных событий из pp-эксперимента при 69 ГэВ/с, а вершин от реакции (2) - с использованием событий, разыгранных согласно модели, описанной в приложении 1.

Таблица 4

	Вид функции разрешения	Ширина на полувысоте (мм)
Проп. камера МКД	Гауссиан	0,20
	Прямоуг.	0,05

Точностные характеристики МКД прецизионных пропорциональных камер^{/46/}, заложенные при моделировании, приведены в табл. 4. Проведенные расчеты

показали, что основным источником неточности в определении z -координаты вершины является многократное рассеяние в средах между рабочим объемом камеры и пластинами МКД. Поэтому для выяснения возможностей топологического триггера использовалась схема, показанная на рис. 14. Для уменьшения многократного рассеяния длина эффективного объема в пузырьковой камере была взята равной 5 см и 2 см было дополнительно оставлено для измерения вторичных треков.

Две пластины МКД размерами 6×6 см² поставлены в вакуумном кожухе на расстоянии 1 см за лексановым корпусом пузырьковой камеры, в котором сделано окно толщиной 0,2 см. При таком расположении кремниевые пластины должны находиться при азотных температурах. Вакуумный кожух отделен от остальной части кожуха, в которой расположены еще две пластинки МКД и точные пропкмеры, тонкой майларовой пленкой. При расчетах учитывалось многократное рассеяние в жидком водороде, лексановой стенке и пластинах МКД толщиной по 0,040 см и неточности в определении координат пучковой частицы.

Отсчеты в МКД и пропкмерах аппроксимировались прямыми линиями для каждого события отдельно в плоскостях xz и yz , z -координата вершины определялась их пересечением с прямой по формуле, представленной на рис. 4.

При достаточно высокой точности восстановления все треки от событий, не имеющих очарованных частиц, должны давать близкие z -координаты вершины.

Расчеты показали, что $P(z)$ -распределения оценок положения вершины, полученные по трекам частиц из реальных $p\bar{p}$ -взаимодействий, практически симметричны относительно истинной вершины события z_0 , причем наибольшие отклонения дают треки медленных ($p_{\text{лаб}} < 1,0$ ГэВ/с) частиц, претерпевших большое многократное рассеяние.

В качестве величин, характеризующих наличие в событии двух близко расположенных вершин, были взяты полное расстояние $\Delta\ell$ между крайними точками z_i и $\delta\ell$ - максимальное расстояние между двумя соседними точками. Так как наличие вершин от распада очарованных частиц должно приводить к размазыванию $P(z)$ -распределения в область $(z_i - z_0) > 0$, для уменьшения эффекта от многократного рассеяния при определении $\Delta\ell$ из последовательности упорядоченных оценок z_i , $z_1 < z_2 \dots < z_n$ выбрасывалось до трех левых точек. При вычислении $\delta\ell$ выбрасывалась также крайняя точка z_n .

Для более точной оценки положения вершины оценки z_B , полученные в каждой из плоскостей zx и zy , усреднялись, и в поперечной плоскости, проведенной через усредненную z_B -координату вершины, $\langle z_B \rangle$ определялись аналогичные величины Δ_T и δ_T (при их вычислении в каждой из zx - и zy -плоскостей отбрасывались обе крайние x_i - и y_i -точки, соответственно).

Опытным путем было установлено, что для выделения событий с распадами очарованных частиц наиболее эффективными величинами являются $\Delta\ell$, Δ_T и $\delta\ell$.

Для выяснения возможностей on-line отбора взаимодействий с образованием пары очарованных частиц из реакции (2) с помощью "триггерных" переменных $\Delta_{\ell(T)}^{x(y)}$ и $\Delta_{\ell(T)}^{x(y)}$ был промоделирован триггер, организованный по следующей логической схеме:

$$\prod_i^6 \theta(T_i - C_i),$$

где $\theta = \begin{cases} 1, & \text{если } T_i - C_i > 0 \\ 0, & \text{если } T_i - C_i < 0 \end{cases}$

и $T_{1(2)} = \Delta_T^{x(y)}$, $T_{3(4)} = \Delta_{\ell}^{x(y)}$, $T_{5(6)} = \delta_{\ell}^{x(y)}$.

Для определения степени обогащения выборки, получаемой при использовании такого триггера, вычислялись величины

$$\eta = A_{ch} / A_{bg}, \quad A_{ch} = N_{ch}^T / N_{ch}, \quad A_{bg} = N_{bg}^T / N_{bg},$$

где N_{ch} - число разыгранных событий от реакции (2), N_{ch}^T - число этих событий, удовлетворивших требованиям триггера, у которых через МКД_{3,4} прошло не менее трех заряженных частиц; N_{bg} и N_{bg}^T - соответствующие числа "фоновых" pp-взаимодействий (DST pp-эксперимента при 69 ГэВ/с). Величины A_{ch} и A_{bg} характеризуют "аксептанс" установки с данным триггером для событий соответствующего вида. Расчеты проводились на 10 тыс. моделированных событий от реакции (2) и на таком же количестве реальных pp-взаимодействий.

Оценки A_{ch} и η , полученные путем переборки констант C_i в некоторых разумных пределах, приведены в табл. 5; здесь же приведены величины C_i , при которых были получены данные A_{ch} и η . Видно, что продольные расстояния, используемые для отбора распадов очарованных событий, не превышает 5,0 мм.

Таблица 5

A_{ch}	η	Δ_T^x (мм)	Δ_T^y (мм)	Δ_{ℓ}^x (мм)	Δ_{ℓ}^y (мм)	δ_{ℓ}^x (мм)	δ_{ℓ}^y (мм)
$0,716 \pm 0,009$	$3,0 \pm 0,1$	0,02	0,040	1,50	0,00	0,60	0,00
$0,442 \pm 0,007$	$4,0 \pm 0,1$	0,045	0,035	4,80	0,35	0,65	0,05
$0,279 \pm 0,005$	$5,0 \pm 0,2$	0,045	0,065	4,80	1,00	1,55	0,05
$0,197 \pm 0,004$	$6,0 \pm 0,4$	0,045	0,040	5,00	1,00	2,10	0,70
$0,144 \pm 0,004$	$7,0 \pm 0,5$	0,045	0,065	5,00	1,00	2,20	1,00
$0,087 \pm 0,003$	$8,0 \pm 0,8$	0,045	0,065	4,80	1,00	3,35	1,10

Из табл. 5 следует, что четырехкратное обогащение триггируемой выборки может быть получено (для ограниченного эффективного объема длиной 5 см) за счет потери $\sim 1/2$ событий с очарованными частицами. Однако поскольку события с малыми $\Delta_{T(l)}^x, \Delta_{T(l)}^y$ теряются при просмотре, количество найденных на пленке событий с очарованными частицами при использовании триггируемой выборки будет незначительно отличаться от соответствующего количества событий для полной выборки. Такой режим триггирования весьма выгоден при использовании пузырьковой камеры с оптическим съемом информации. Триггирование с более высоким обогащением целесообразно применять при голографическом съеме информации. По мере развития технической базы эксперимента триггер на топологию события должен заменить более простой триггер второго уровня, описанный в разделе 3.4.2.

Опыт обработки данных в эксперименте NA-27 показал, что ввиду малой вероятности взаимодействий вторичных частиц в жидком водороде на пленке, с камеры HOLEVC в околорешетчатой области, ограниченной по вертикали ± 2 мм и без ограничений на расстояние по пучку (кроме $L < 10$ см, налагаемого конструкцией камеры) регистрировалось только $3 \cdot 10^{-2}$ одиночных вторичных взаимодействий на каждую первичную вершину^{/36/}. При дополнительном ограничении $L < 1,5$ см на одно событие с очарованными частицами должно приходиться ~ 40 событий с одним близлежащим вторичным взаимодействием, что накладывает естественный предел на коэффициент обогащения $\eta < 100$.

При работе с ДСВ отбор событий с очарованными частицами можно эффективно проводить по величине максимального промаха u_T на основе информации о поперечных проекциях треков, считанной с ДСВ. Поскольку в этом случае обогащение выборки событий с очарованными частицами будет, в основном, ограничиваться большой вероятностью вторичных взаимодействий, потребуется дополнительно достаточно точно восстанавливать координаты вторичных вершин, чтобы можно было выбирать события только со вторичными вершинами в очень ограниченном эффективном объеме около первичной вершины.

В табл. 6 приведены величины A_{ch} и η для двух значений u_T и эффективного объема $\emptyset 600$ мкм и длиной 1 см, начинающегося сразу за первичной вершиной, рассчитанные так же, как для триггера, основанного на данных с МКД, описанного выше.

Таблица 6

A_{ch}	η	u_{Tmax}
$0,419 \pm 0,006$	$9,0 \pm 0,4$	10 мкм
$0,215 \pm 0,005$	$9,3 \pm 0,5$	20 мкм

6. ПУЧКИ

Для осуществления намеченных исследований в направлении установки СВД требуется вывести интенсивный пучок вторичных частиц ($5 \cdot 10^6$ частиц/с), хорошо распределенный по времени, который с помощью кикер-магнита должен периодически с частотой, равной частоте расширений пузырьковой камеры, наводиться на нее. Длительность такого периодически повторяющегося сброса на камеру не должна превышать 100 мкс. Размер пучка на камере при оптическом съеме информации должен быть $0,2 \times 5$ см² и при голографическом съеме информации — 3×5 см². Для ДСВ потребуется очень узкий ($\varnothing \sim 2$ мм) хорошо сколламированный пучок с интенсивностью $\sim 10^5$ частиц/с. Кикер-магнита в этом варианте установки не потребуется.

Эти требования можно реализовать на канале № 22, планируемом в направлении ПК-1, который будет создаваться на элементной базе канала № 9. В этом канале при сбросе $5 \cdot 10^{12}$ протонов/цикл при импульсе 60 ГэВ/с (с разбросом по импульсу $\pm 2\%$) достижима интенсивность π -мезонов $4 \cdot 10^6$ π /с.

Протонные пучки можно получить с интенсивностью до 10^{12} /с с импульсом до 70 ГэВ/с. Для создания канала № 22 требуется изготовить новую систему медленного вывода, обеспечить дополнительное магнитооптическое оборудование и кикер-магнит.

7. АППАРАТУРА ДЛЯ ОБРАБОТКИ

Для обработки снимков, полученных на первом этапе эксперимента, требуются обычные просмотрово-измерительные проекторы с большим увеличением (до $\times 50$ – 60), которые существуют в ИФВЭ и НИИЯФ МГУ (проекторы ПУОС-4) или могут быть легко получены при переоборудовании оптической системы проекторов типа БПС-2.

Для просмотра и измерения голограмм требуется специализированная аппаратура. Установки первого поколения для обработки голограмм уже активно разрабатываются и частично функционируют во многих лабораториях Западной Европы.

Основное их отличие от стандартной аппаратуры для обработки фотоснимков состоит в том, что измерения ведутся непосредственно по трехмерному действительному изображению рабочего объема ВД, что требует отсчитываемого перемещения голограммы во всех трех направлениях.

Достаточное увеличение ($\times 150$) пузырьков размером $\varnothing 10$ мкм и высокое пространственное разрешение обеспечивается путем оптического проектирования изображения (с увеличением $\times 5$) на видикон с хорошим разрешением (~ 20 мкм по всему полю) с последующим большим ($\times 30$) увеличением изображения на кинескопе ТВ.

Хотя в эксперименте предполагается получить большое ($\sim 10^6$) количество голограмм, нужно учитывать, что полученные голограммы будут рассматриваться только после дополнительного отбора на этапе off-line обработки, что позволит произвести дополнительное обогащение выборки событиями

с очарованными частицами. Поэтому при значительном числе участвующих лабораторий в каждой из них будет достаточно иметь один-два прибора для обработки голограмм.

При फिल्मовом съеме информации с ДСВ обработка пленок потребует той же стандартной просмотрно-измерительной аппаратуры высокого разрешения, что и обработка пленки с прецизионной пузырьковой камеры. Однако наиболее перспективным является бесфильмовый съем информации. Обработка этих данных будет вестись, в основном, в автоматическом режиме с выдачей изображения с ДСВ на дисплей с высоким разрешением.

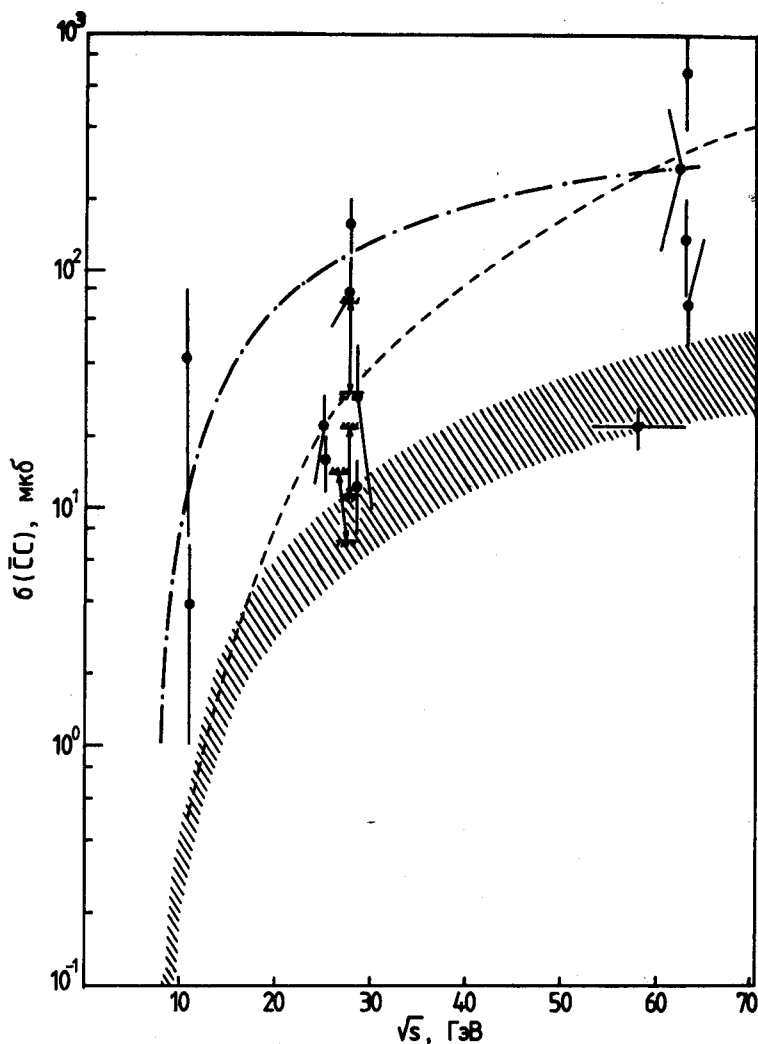


Рис. 1. Результаты теоретических расчетов и экспериментальные данные по сечениям рождения очарованных частиц при энергиях 60 ГэВ.

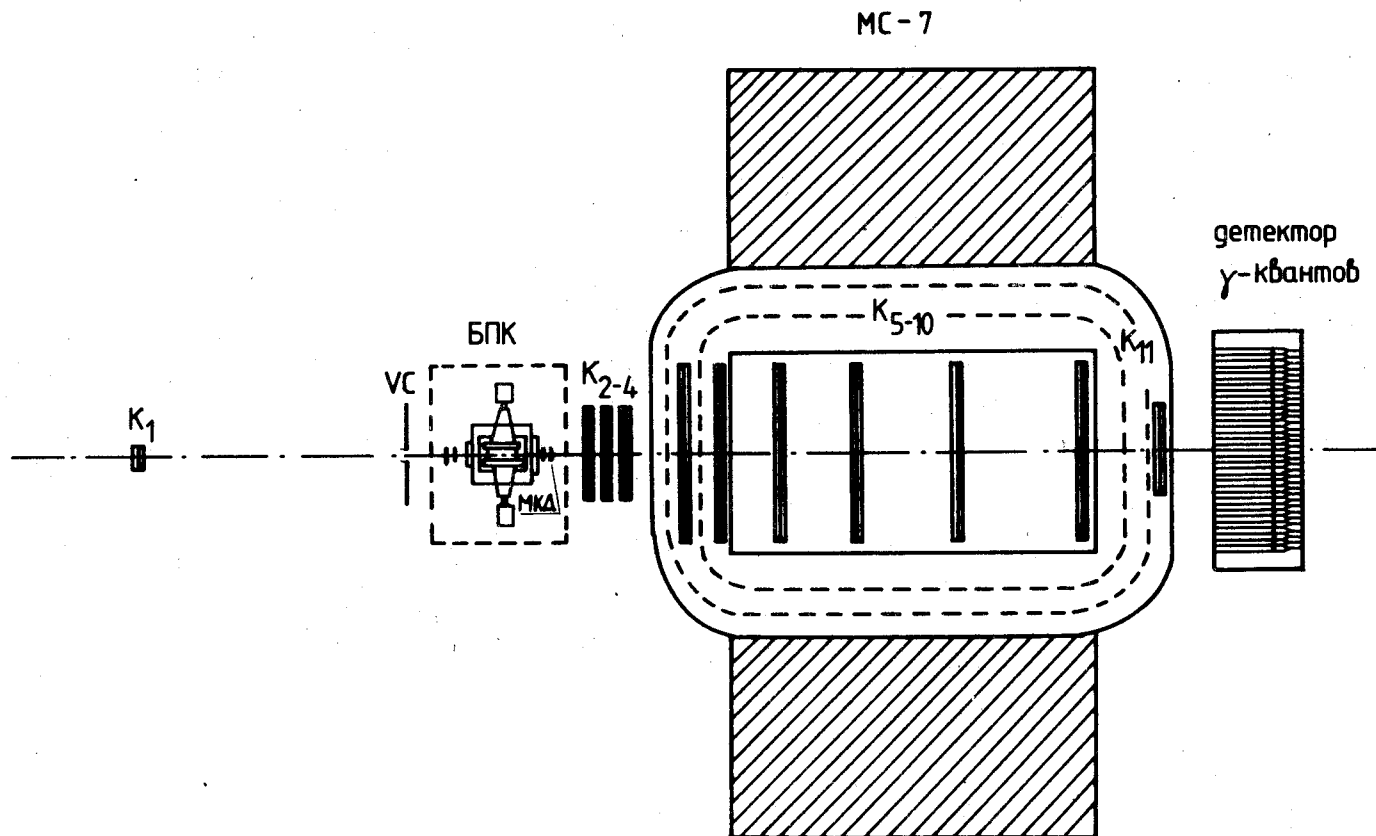


Рис. 2. Схематическое изображение установки СВД: K_1 - K_{11} - пропорциональные камеры, БПК - быстроциклирующая пузырьковая камера, МКД - микроэлектронные кремниевые детекторы.

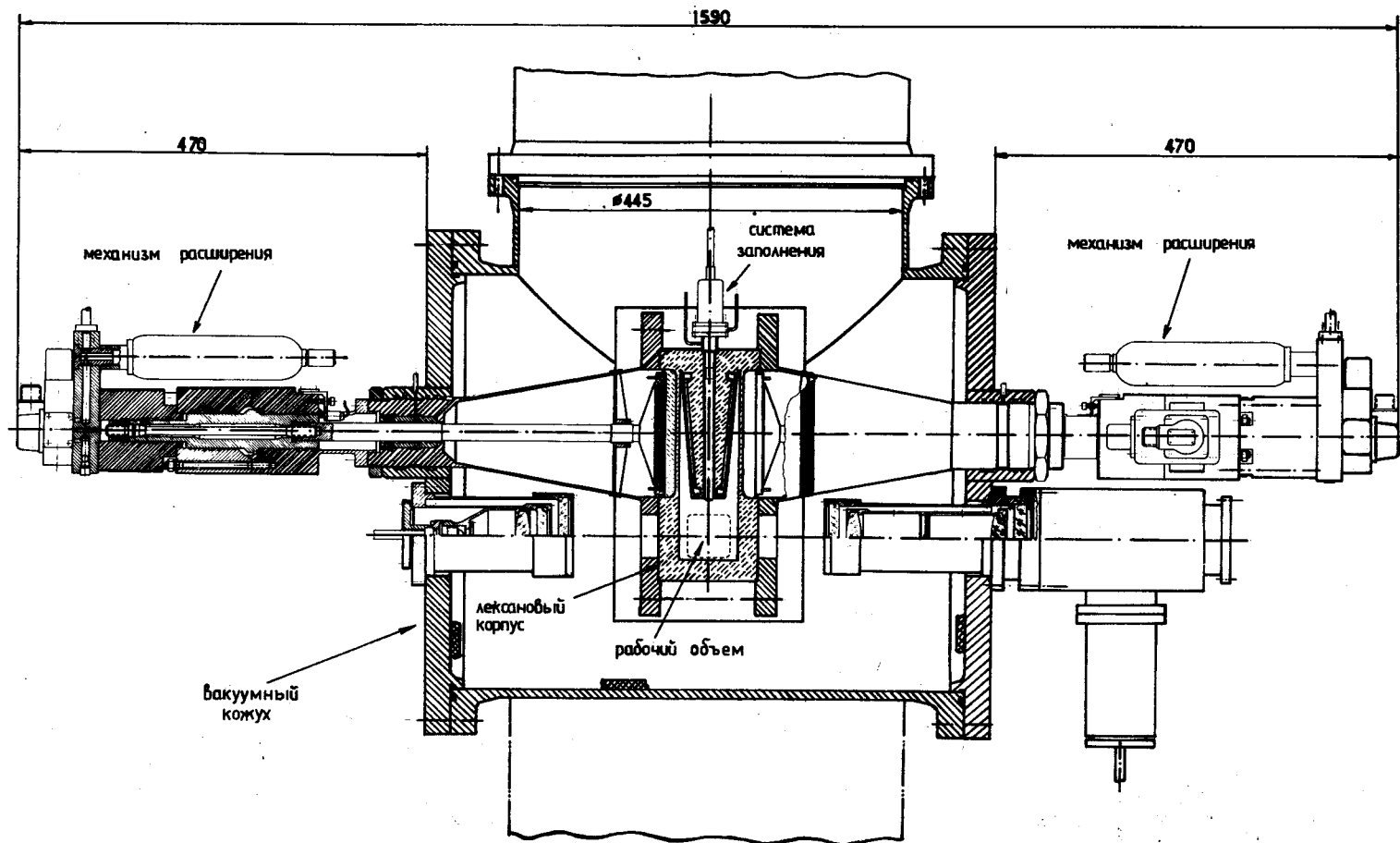


Рис. 3. Схематическое изображение жидководородной пузырьковой камеры - вершинного детектора установки СВД.

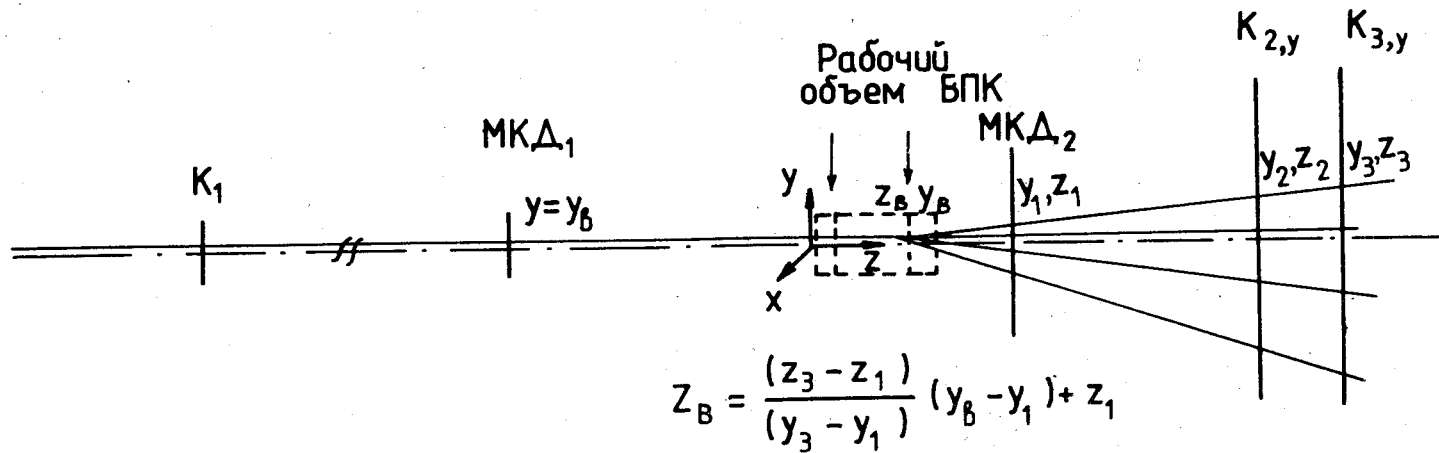
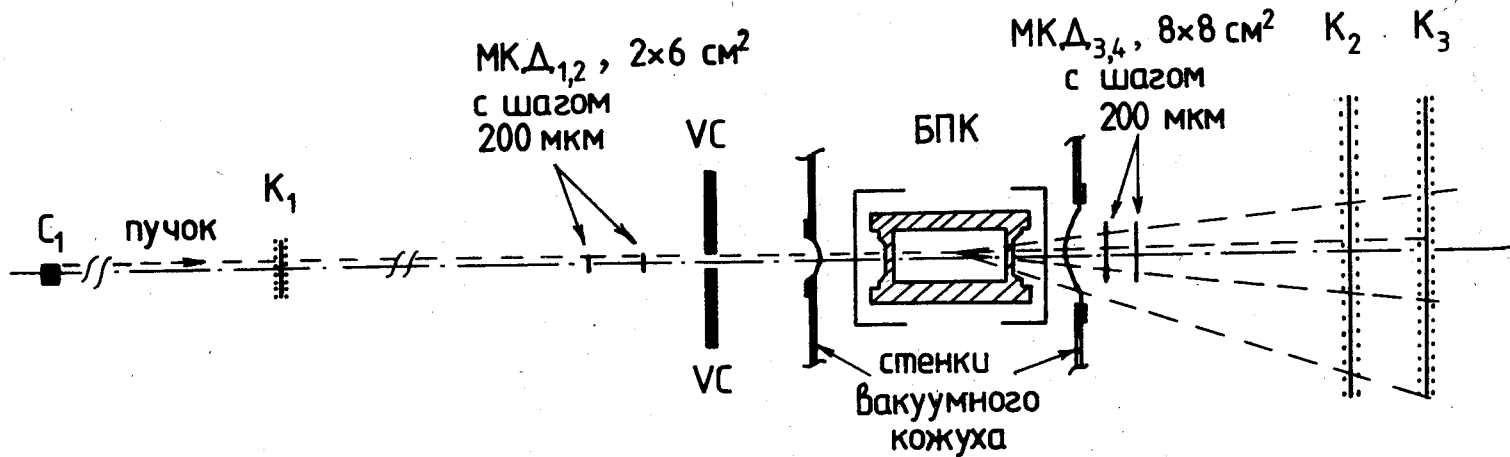


Рис. 4. Головная часть установки СВД и схема, поясняющая поиск вершины взаимодействия и триггера второго уровня.

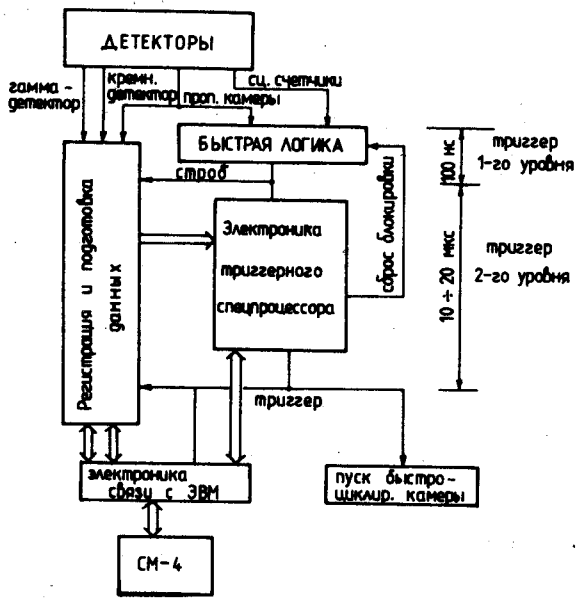


Рис. 5. Структурная схема электроники эксперимента.

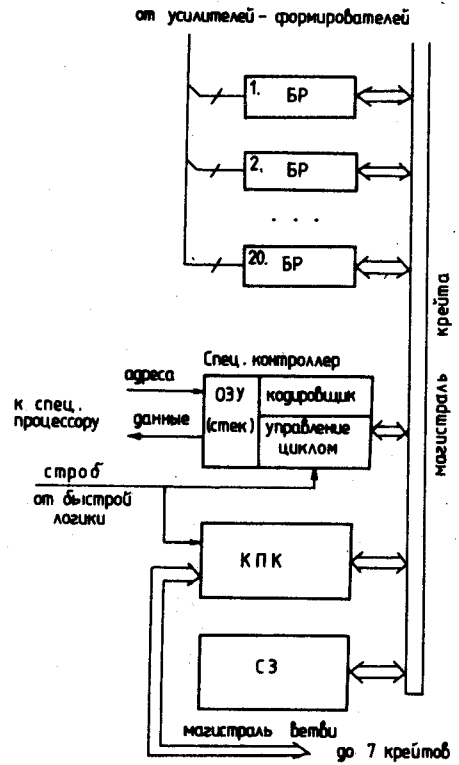


Рис. 6. Организация системы регистрации информации с координатных детекторов.

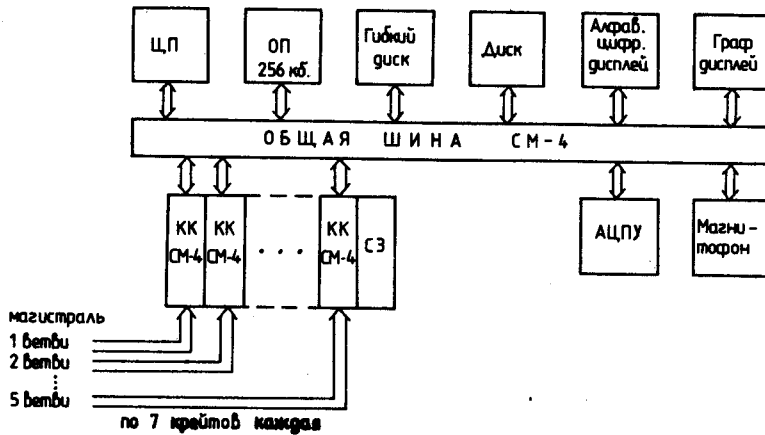


Рис. 7. Блок-схема связи установки с ЭВМ СМ-4.

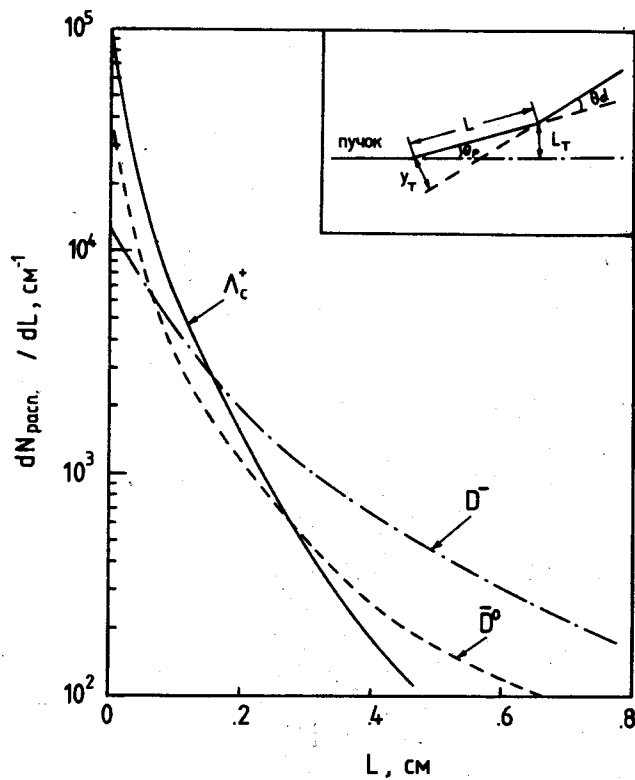


Рис. 9. Зависимость числа очарованных частиц от расстояния, от места рождения, а также схема, поясняющая принцип отбора кандидатов в распада очарованных частиц.

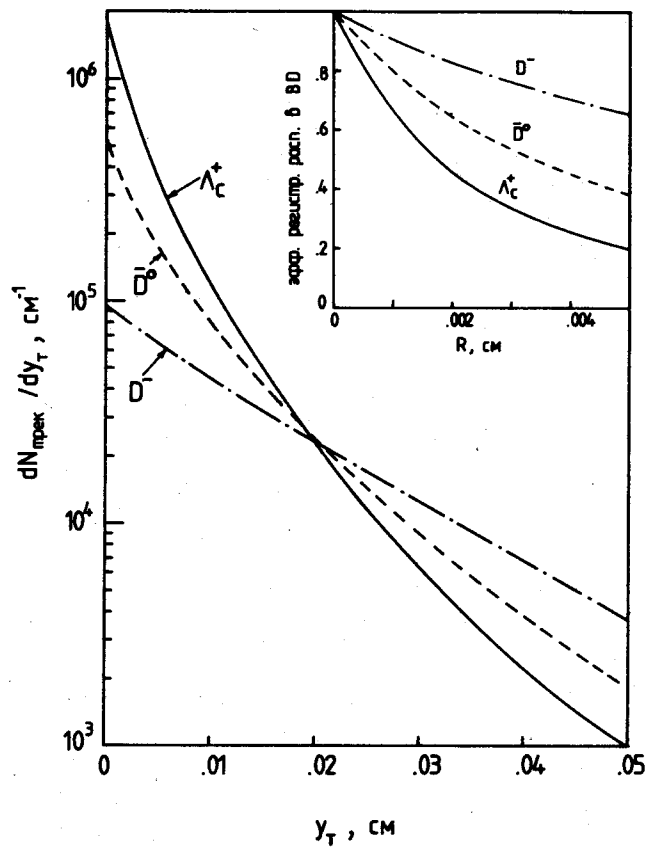
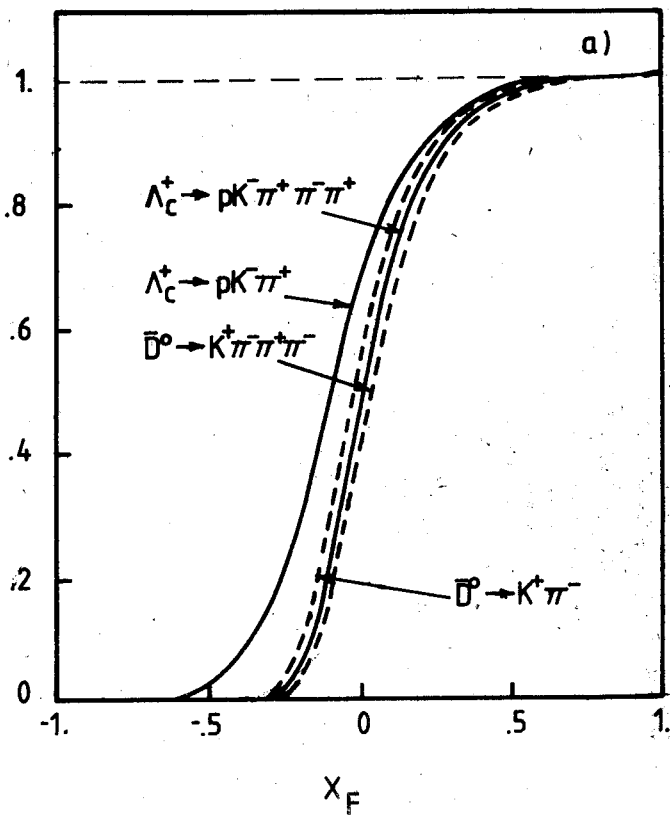


Рис. 10. Распределение по величине промаха y_T для очарованных частиц, а также зависимость эффективности их регистрации от разрешения ВД.

вероятн. регистр. очаров. частицы



эффекивн. регистр. $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
от распада \bar{D}^0 и Λ_c^+

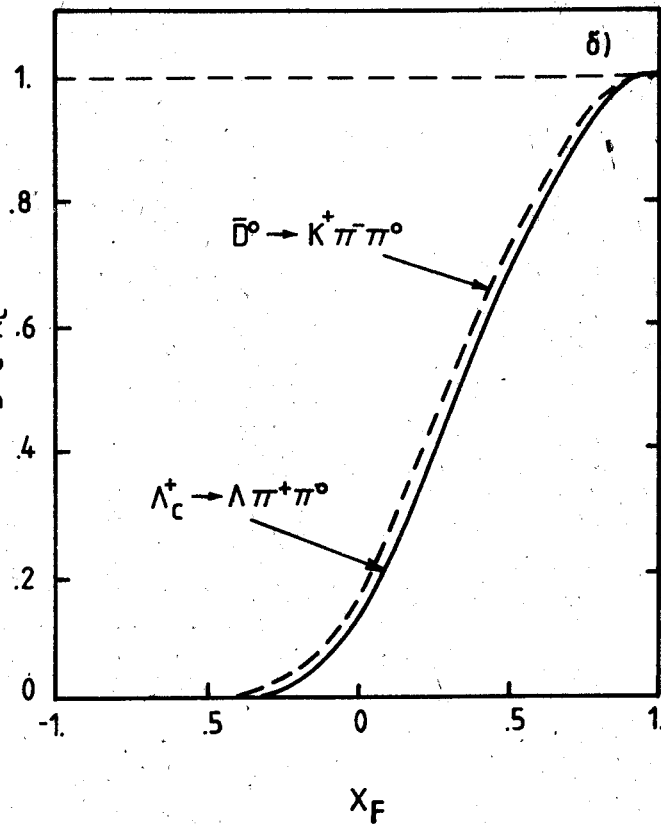


Рис. 11. Эффективность регистрации продуктов распада Λ_c^+ -гиперона и \bar{D}^0 -мезона в зависимости от фейнмановской переменной x_F .

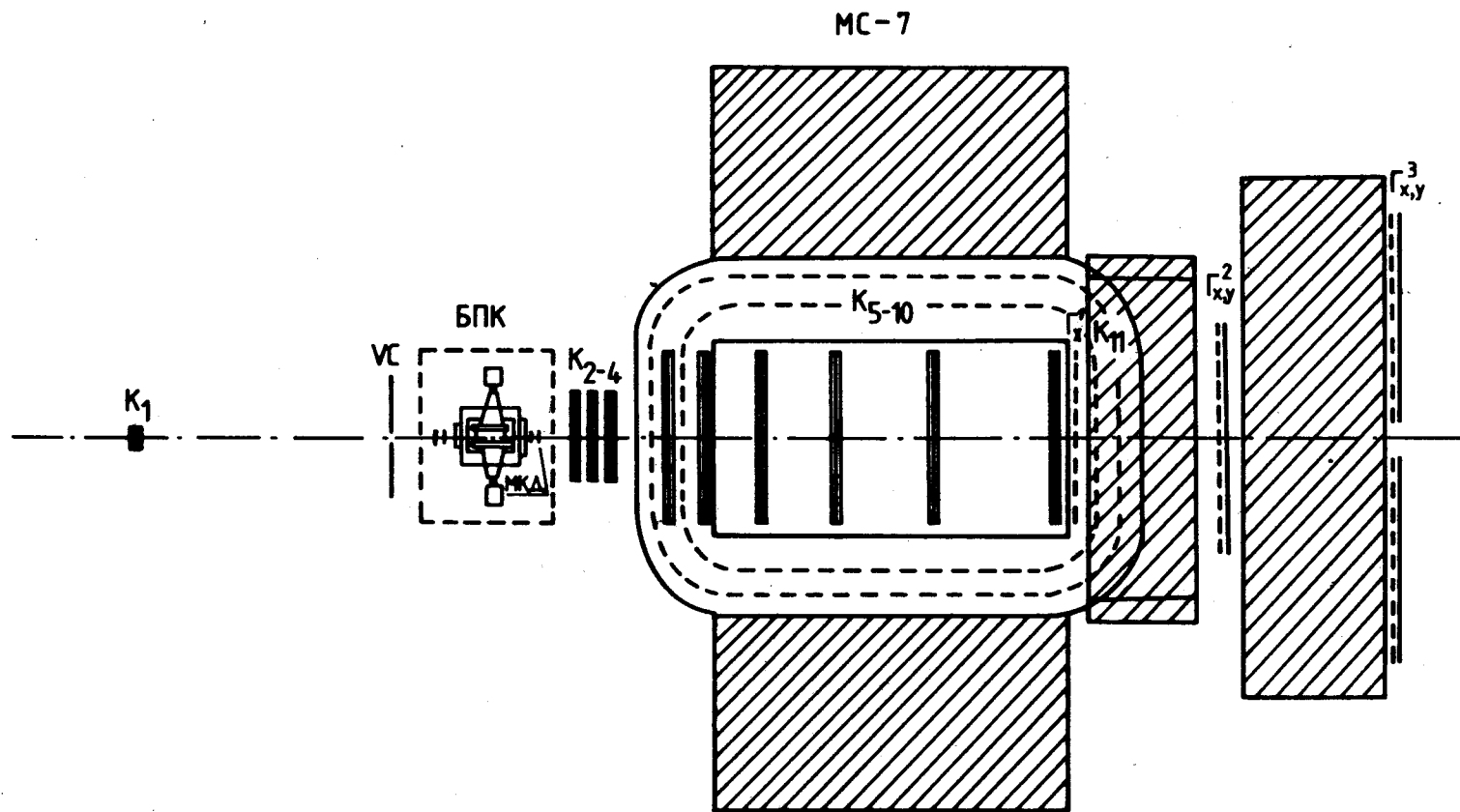


Рис. 12. Конфигурация установки СВД для проведения количественной оценки эффективности триггера по "прямым" μ -мезонам;
 С - сцинтилляционный счетчик монитора; $\Gamma_{x,y}^1$ - годоскопическая система.

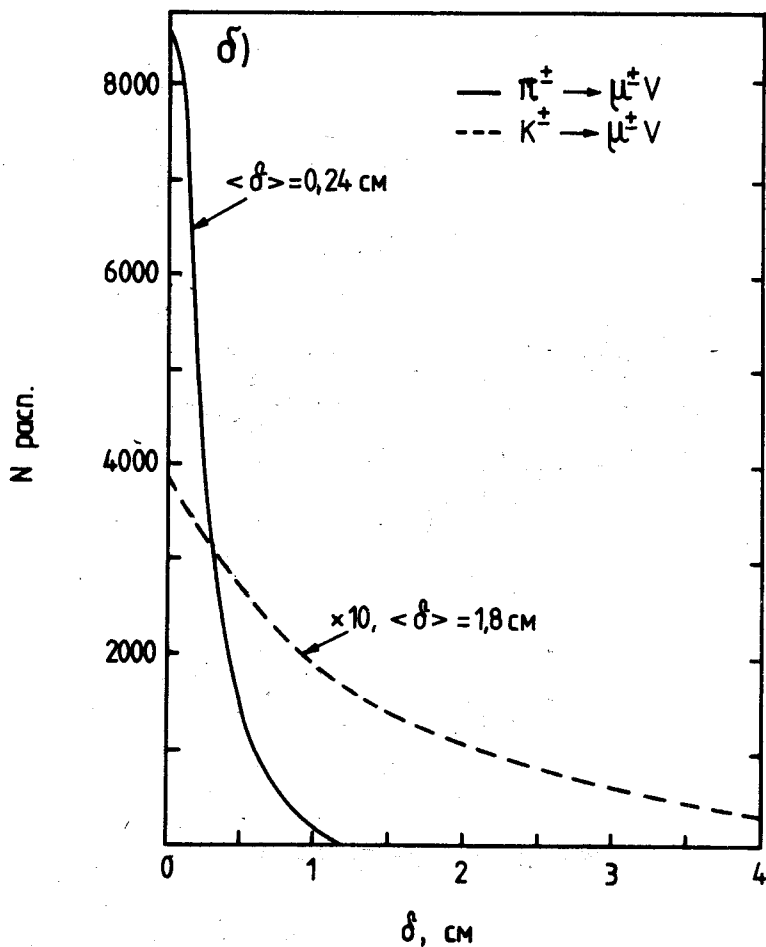
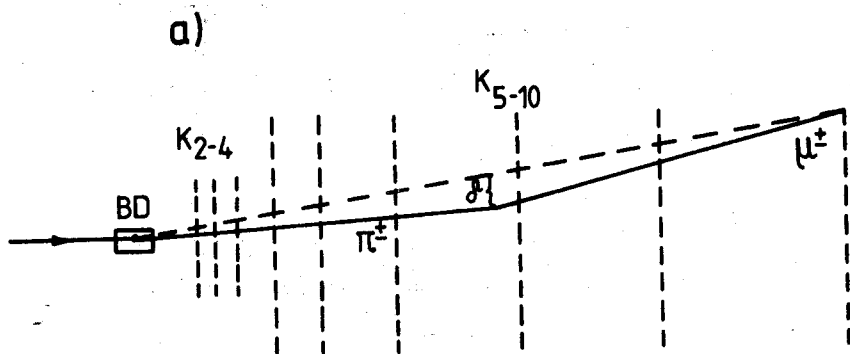


Рис. 13. Схема, поясняющая поиск μ -мезонов от распада в рабочем объеме спектрометра по излому трека заряженной частицы, а также распределение числа распадов по "стреле прогиба" δ для π - и K -мезонов.

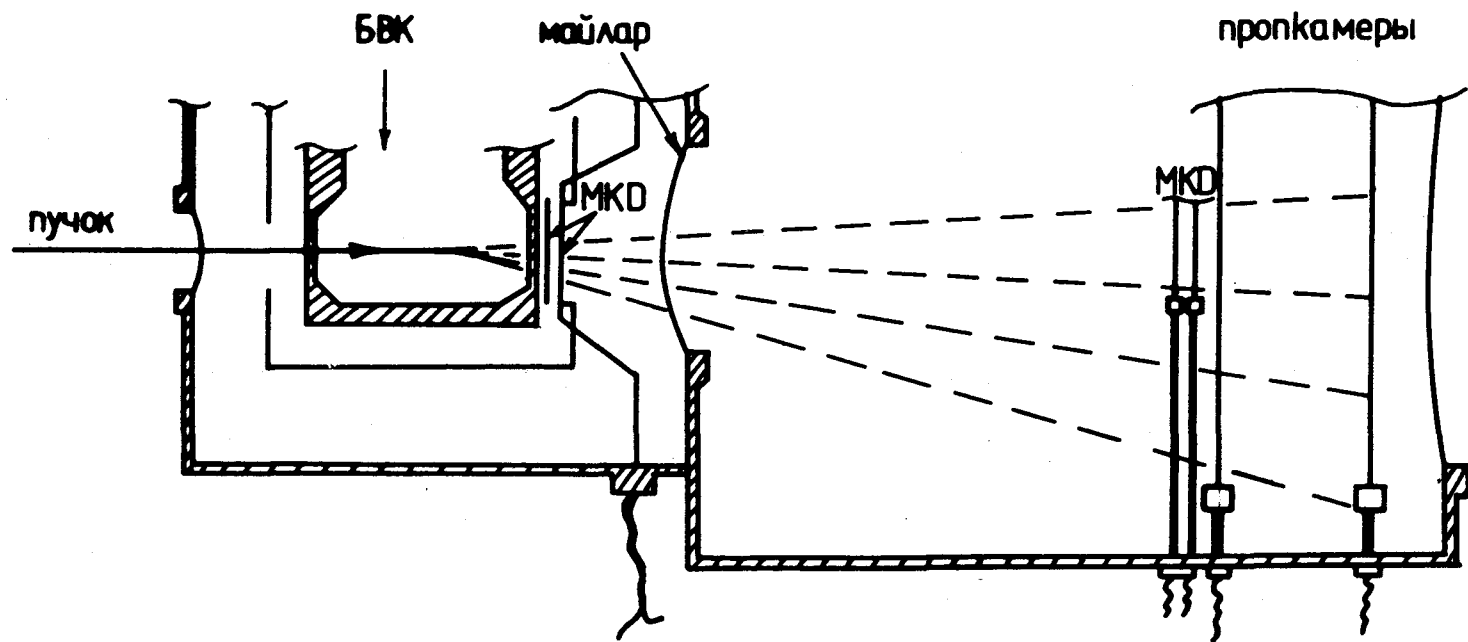


Рис. 14. Схема расположения микроэлектродных кремниевых детекторов (МКД) и пропорциональных камер в вакуумном объеме вершинного детектора, поясняющая возможность создания триггера по топологии события.

МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
В pp-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В рамках этой работы были промоделированы методом Монте-Карло следующие реакции с совместным образованием очарованных бариона и мезона*):



или двух D-мезонов*):



Зависимость вероятности реакции от продольных импульсов рожденной пары очарованных частиц рассматривалась в рамках трех следующих моделей:

1. Во-первых, использовалась модель "внутреннего очарования"/15/. Эта модель оперирует с долгоживущей кварковой $c\bar{c}$ -компонентой в протоне и основана на фоковском разложении волновой функции адрона:

$$\text{ПРОТОН} = uud + \alpha(uudc\bar{c}) + \dots, \quad (П1.3)$$

где α - малый параметр. В этой модели в явном виде вычисляется совместная импульсная функция распределения для очарованных и неочарованных кварков в протоне:

$$P(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5) = 3600 \left(\frac{x_4 x_5}{x_4 + x_5} \right) \delta \left(1 - \sum_{i=1}^5 x_i \right). \quad (П1.4)$$

Индексы 1, 2, 3, 4, 5 в последней формуле используются для нумерации кварков u, u, d, \bar{c}, c во втором слагаемом в фоковском разложении (П1.3).

Отметим, что в этой модели рожденные Λ_c^+ -барион и \bar{D} -мезон обладают резко лидирующими свойствами, а их продольные импульсы жестко скоррелированы.

2. Во-вторых, использовалась модель, в которой инклюзивный инвариантный спектр Λ_c^+ -барионов (как функция $x = p^*/p_{\max}^*$) подобен такому же спектру Λ -частиц. Для последних экспериментально измеренный спектр был взят из работы/48/ (p -облучение камеры "Мирабель" при 69 ГэВ/с).

*) Предполагалось, что вероятности реакций с рождением \bar{D}^0 - или D^- -мезона равны друг другу.

Зависимость матричного элемента от продольного импульса очарованного \bar{D} -мезона была выбрана так, чтобы в какой-то мере воспроизвести близкодействующие корреляции при образовании пар очарованных частиц. Для этого был учтен принцип близкодействия в пространстве быстрот, в соответствии с которым дифференциальное сечение имеет вид:

$$d\sigma/d(\Delta y) \sim \exp(-c|\Delta y|), \quad (\text{П1.5})$$

где Δy — разность быстрот между Λ_c^+ -барионом и \bar{D} -мезоном, параметр $c = 2,0/8\text{в}/$.

3. Наконец, была использована общепринятая для такого рода расчетов модель, в которой корреляции между продольными импульсами очарованных частиц отсутствуют. При этом зависимость от импульсов Λ_c^+ -бариона (для реакций (П1.1)) бралась в точности так же как и в предыдущем случае (2), а от импульсов \bar{D} -мезонов

$$|M|^2 \sim \prod_i (1 - |x_i|)^3, \quad (\text{П1.6})$$

где произведение берется по рожденным в реакции \bar{D} -мезонам. В случае реакций (П1.1) последняя модель использовалась для выяснения влияния заложенных в моделях (1) и (2) корреляций на получаемые результаты.

Для каждой из разыгранных частиц прослеживалась ее судьба в установке либо до распада, либо до поглощения в веществе. Эта процедура повторялась также и для вторичных частиц, полученных в результате распада. Для неочарованных частиц (мюоны, π^- , K -мезоны) учитывались все основные моды распада. Что касается очарованных частиц, то для них были приняты моды распада, приведенные в таблице (П1.1) (вероятности адронных мод от распада из таблицы (П1.1) не совпадают с установленными экспериментально, а отличаются от последних на коэффициент, выбранный из условия нормировки суммы вероятностей на единицу).

Спектр мюонов от распада очарованного мезона m_1 на мезон m_2 и лептоны

$$m_1 \rightarrow m_2 + \mu + \nu \quad (\text{П1.7})$$

находился по формуле, полученной в рамках VA -теории слабых взаимодействий с матричным элементом контактного типа^{/49/}:

$$dW/d\varepsilon = \text{const} \cdot \frac{\varepsilon \cdot p(\varepsilon_{\text{max}} - \varepsilon)^2}{m_1/2 - \varepsilon}, \quad (\text{П1.8})$$

где

$$\varepsilon_{\text{max}} = (m_1^2 + \mu^2 - m_2^2)/2m_1, \quad (\text{П1.9})$$

ε и p — энергия и импульс мюона в системе покоя распадающейся частицы, μ — здесь масса мюона.

Аналогично, в случае распада очарованного бариона m_1 на барион m_2 и лептоны^{/49/}

$$dW/d\varepsilon = \text{const} \cdot \varepsilon \cdot p(\varepsilon_{\text{max}} - \varepsilon)^2. \quad (\text{П1.10})$$

Розыгрыш импульсов остальных частиц (кроме мюона) в распаде (П1.7) осуществлялся по фазовому объему, соответствующему энергии, остающейся после излучения μ^\pm . По фазовому объему разыгрывались также адронные моды распада очарованных частиц и все распады неочарованных частиц.

Что касается зависимости квадрата матричного элемента реакций от поперечных импульсов P_{Ti} , то она взята в стандартном виде, соответствующем цилиндрическому фазовому объему:

$$|M|^2 \sim \exp\left(-\sum_i (p_{Ti}/d)^2\right), \quad (\text{П1.11})$$

где сумма берется по рассматриваемым рожденным частицам, а параметр $d = 0,6 \text{ ГэВ/с}$ для очарованных мезонов и бариона.

Конкретно розыгрыш проводился в следующей последовательности. Сначала определялась полная множественность системы X в соответствии с распределением Пуассона со средним значением 3 . При этом учитывалось, что в X должны входить в силу законы сохранения барионного числа один или два нуклона (для (П1.1) и (П1.2), соответственно). Вероятности нуклону быть протоном или нейтроном были положены равными друг другу (т.е. по 0,5). Все остальные частицы из системы считались π -мезонами, а их заряды чередовались в процессе розыгрыша: $-1, 0, 1, -1, 0 \dots$ Однако последним из разыгранных π -мезонов заряды присваивались принудительно из закона сохранения электрического заряда.

Затем вычислялись в соответствии с (П1.11) поперечные импульсы очарованных частиц; а также всех частиц из системы X . Для неочарованных частиц параметр d из (П1.11) был взят $d = 0,4 \text{ ГэВ/с}$. После этого в рамках одной из рассматриваемых выше моделей (1-2-3) определялись продольные импульсы очарованных бариона и мезона. При этом учитывалось, что часть начальной энергии уже ушла на поперечное движение очарованных частиц и частиц системы X (т.е. на создание поперечных масс).

И, наконец, розыгрыш заканчивался вычислением продольных импульсов частиц системы X по цилиндрическому фазовому объему, соответствующему оставшейся еще после излучения Λ_c^+ -бариона и \bar{D} -мезона энергии. Для нуклонов дополнительно вводился эффект лидирования.

На рис. П1.1 показаны полученные модели dN/dx -распределения для очарованных частиц. Эта модель, на наш взгляд, является наиболее реалистичной, так как основана на экспериментальной информации о продольных спектрах странного бариона Λ . Модель 1 дает слишком жесткие очарованные частицы, а модель 3 не учитывает корреляции в парном рождении очарования. Результаты, приведенные в работе, если специально не оговорено, получены именно в рамках модели 2.

Таблица П1.1

Используемые в расчетах моды распада очарованных частиц Λ_c^+ , D^0 и D^{\pm} , принятые времена жизни и относительные вероятности распадных мод $B(\%)$

Λ_c^+ ($\tau = 2 \cdot 10^{-13}$ с)		D^0 ($\tau = 4 \cdot 10^{-13}$ с)		D^{\pm} ($\tau = 9 \cdot 10^{-13}$ с)	
Моды распада	$B(\%)$	Моды распада	$B(\%)$	Моды распада	$B(\%)$
$\Lambda_c^+ \mu^+ \nu$	4	$K^+ \mu^- \nu$	8	$K^0 \mu^- \nu$	8
$\Lambda_c^+ \pi^+$	2	$K^+ \pi^-$	6	$K^0 \pi^-$	6
$\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^0$	10	$K^+ \pi^- \pi^0$	37	$K^0 \pi^- \pi^0$	37
$\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^+$	23	$K^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	24	$K^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$	24
$K^- p \pi^+$	15	$K^0 \pi^+ \pi^-$	25	$K^+ \pi^- \pi^-$	25
$K^- p \pi^+ \pi^0$	23				
$K^- p \pi^+ \pi^- \pi^+$	4				
$\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$	19				

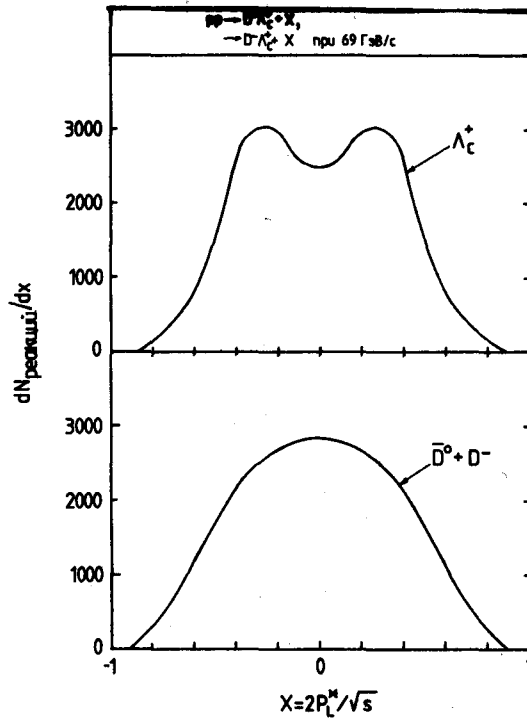


Рис. П 1.1.

БЫСТРОЦИКЛИРУЮЩАЯ ЖИДКОВОДОРОДНАЯ ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА

2.1. Особенности конструкции

Как уже говорилось выше, в качестве вершинного детектора на первом этапе предлагаемого эксперимента планируется использовать быстроциклирующую жидководородную пузырьковую камеру с высоким пространственным и временным разрешением. Специфика постановки экспериментальных исследований предопределяет необходимость фотографирования следов частиц, образованных пузырьками размером 5-20 мкм, с большей плотностью (200-300 пуз/см) заполняющих трек. Столь жесткие требования к условиям фотографирования могут быть реализованы лишь в "чистой" пузырьковой камере, для которой возможен режим работы вблизи границы спонтанного вскипания жидкости. Осуществление такого режима накладывает ряд специфических требований на конструктивное исполнение камеры. При создании "чистой" камеры особое внимание уделяется обеспечению условий, позволяющих свести к минимуму тепловыделения, обусловленные необратимой работой, совершаемой над жидкостью. Благодаря этому удастся обеспечить более глубокий заход в метастабильную область и, вместе с тем, уменьшить искажения, вызванные тепловой дисторсией^{/50/}.

Исходя из этих предпосылок, в качестве конструкционного материала при сооружении прецизионных быстроциклирующих камер широко используется лексан^{/51, 52/} - полимер, обладающий достаточно высокой оптической прозрачностью и имеющий приемлемые механические характеристики при низких температурах. Эти свойства лексана позволяют, основываясь на хорошо разработанной технологии склейки, изготовить корпус камеры как единое целое совместно с упругими элементами системы расширения, окнами для прохождения пучка частиц и оптическими иллюминаторами, предназначенными для освещения и фотографирования рабочего объема.

С целью создания оптимальных условий для применения голографического метода съема информации приняты меры, позволяющие свести к минимуму искажения, вызванные разного рода вибрациями; в частности, механизм привода системы расширения выполняется по опозитной схеме (рис. 3). При этом направление движения элементов привода системы расширения выбрано параллельным направлению оптической оси системы фотографирования, а между встречно-движущимися мембранами размещен вытеснитель, выполняющий несколько функций. Помимо основного назначения - уменьшения паразитного объема - вытеснитель играет также роль теплообменника для съема динамического теплопритока, а также служит конструкционным элементом для размещения газовых вводов и датчиков температуры и давления. Активная поверхность теплообменника образуется за счет наклейки на специально обработанные боковые поверхности вытеснителя листов лексана с продольными пазами. Покрытие теплообменника лексаном позволяет увеличить степень "чистоты" камеры, а его развитая поверхность (460 см²) обеспечивает уменьшение температурного градиента в пограничном слое.

Фотографируемая часть рабочей области камеры (см. рис. 3) имеет размеры $15 \times 7 \times 5 \text{ см}^3$ (0,525 л), тогда как полный объем жидкого водорода в камере составляет 1,06 л. Верхнее расположение расширительного устройства камеры позволяет уменьшить перенос тепла через фотографируемый объем и локализовать основной источник динамического теплопритока – мембраны – вблизи теплообменника. Вертикальное размещение мембран обеспечивает возможность при большой поверхности последних полностью избежать поворота потока жидкости во время расширения, что характерно для взаимно перпендикулярного расположения осей системы расширения и фотографирования.

Привод системы расширения – пневмогидравлический с возможностью работы в автоколебательном режиме. Упругим элементом автоколебательной системы со стороны камеры является рабочая среда, заполняющая рабочий объем, а с противоположной стороны – газовая подушка в пневмогидроприводе. Стопорение подвижной системы в нулевом положении осуществляется гидравлической защелкой^{/55/}. Восполнение потерь энергии в процессе работы обеспечивается путем подачи в цилиндр гидропривода дозируемой порции масла под высоким давлением (180÷200 атм) из гидрогазового аккумулятора. Для управления работой системы расширения предполагается использовать быстродействующие гидрораспределители типа *Moog Series 73÷733*^{/56/}.

Крепежные узлы гидропривода в силовом отношении представляют собой автономную систему. Усилия, создаваемые каждым из гидроприводов, замкнуты в контуре: гидропривод – шток – мембрана – коническая оболочка – гидропривод. Такая силовая схема позволяет полностью разгрузить вакуумный кожух и, в частности, его крышки от значительных усилий ($P \sim 1500 \text{ кг}$), развиваемых каждым из гидроприводов опозитной системы расширения. На крышках вакуумного кожуха крепятся оптические приборы системы освещения и фотографирования.

Вполне естественно, что в низкотемпературных "чистых" камерах статический теплоприток значительно превышает динамический. Поэтому в таких камерах особое внимание уделяется созданию теплового барьера, позволяющего свести к минимуму приток тепла к камере за счет лучеиспускания, а также по конструкционным деталям системы гидропривода и подвески. Теплоприток через подвижные элементы гидропривода особенно значителен. Поэтому для обеспечения практически полного отвода тепла, поступающего по массивным штокам, последние снабжены термостатирующими ваннами.

Рабочие параметры системы расширения и системы термостатирования выбраны с учетом возможности заполнения рабочего объема камеры также другими средами: жидким дейтерием и жидким неоном.

2.2. Выбор схемы голографирования

В последние годы в различных лабораториях мира осуществляется широкая программа поисковых исследований, связанных с выбором оптимальной схемы голографирования для быстроциклирующих пузырьковых камер^{/57-60/}. Критический анализ существующих схем голографирования показал, что все они обладают как преимуществами, так и недостатками.

С целью сохранения точностных характеристик камеры при одновременном увеличении светосилы системы голографирования и минимизации ошибок, вызываемых турбулентностями в жидком водороде, в качестве исходного варианта нами предлагается использовать афокальную схему голографирования^{/59/}, максимально приближающую изображение рабочего объема камеры к голограмме. Передние части объективов, наиболее близкие к рабочему объему камеры, выполняются "холодными" с целью уменьшения теплоподвода за счет инфракрасного излучения. С этой же целью предусмотрена установка инфракрасных фильтров в системе освещения и в системе голографирования. Предусмотрена возможность работы в вариантах как двух-, так и однолучевой схемы голографирования. Для исключения влияния вибраций на лазер, а также для упрощения способа подачи света от лазера и сглаживания пятнистой структуры изображения свет от лазера подается с помощью одномодового световода с кварцевым наконечником и расщепителем света, выполненным на основе дифракционной решетки. Вместо традиционно устанавливаемого экрана в виде непрозрачного диска для пространственной фильтрации изображения пузырьков от излучения, прошедшего камеру без рассеяния на пузырьках, используется фотопластинка^{/61/}, экспонированная в отсутствии треков, что делает более эффективной фильтрацию лучей и обеспечивает более равномерный фон изображения. В схеме будет использоваться лазер на красителях, накачиваемый эксимерным лазером. Параметры лазера следующие: мощность - 1 МВт; длительность импульса - 10 нс; частота срабатывания - 50 Гц; мертвое время - 1 мкс; ожидаемый ресурс - более 10^6 импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldhaber G. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, p. 225.
2. Shindler R.H. et al. - *Phys. Rev.* 1981, v. 24D, p. 78.
3. Baltay C. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 41, p. 73.
4. Alston D. et al. - *Phys. Lett.*, 1980, 49B, p. 113;
Avery P. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 44, p. 1309;
Abe K. et al. - *Preprint SLAC-PUB-2870* (1982).
5. Drijard D. et al. - *Phys. Lett.*, 1979, 81B, p. 250; 1979, 85B, p. 452.
6. Giboni K.L. et al. - *Phys. Lett.*, 1979, 85B, p. 437;
Lockman W. et al. - *Phys. Lett.*, 1979, 85B, p. 443.
7. Basile M. et al. - *Nuovo Cim.*, 1981, 63A, p. 230.
8. Sandweiss J. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 44, p. 1104;
Allison W. et al. - *Phys. Lett.*, 1980, 93B, p. 509;
Aguilar-Benitez M. et al. - *Phys. Lett.*, 1983, 123, p. 103.
9. Bosetti P. et al. - *Phys. Lett.*, 1979, B74, p. 143;
Hansl T. et al. - *Phys. Lett.*, 1979, B74, p. 139;
Ritchi J. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v44, p. 230.
10. Blamar G. et al. - *CERN/SPSC/78-14* (1978);
Baland J.F. et al. - *CERN/SPSC/80-120* (1980);
Church M. et al. - *Fermilab Proposal N690*, 1981).
11. Asratian A.E. et al. - *Phys. Lett.*, 79B, 497, (1978).
12. Алеев А.Н. и др. - *Препринт Е1-83-417*, Дубна: ОИЯИ, 1983.
13. Kartvelishvili V.G., Likhoded A.K., Slabospitsky S.R. - *Preprint IHEP 79-112*, Serpukhov, 1979.
14. Kartvelishvili V.G., Likhoded A.K., Slabospitsky S.R. - *Preprint IHEP 80-76*, Serpukhov, 1980; ЯФ, 1981, 33, с. 832.
15. Brodsky S.J., Hoyer P., Peterson C., Sakai N. - *Preprint Nordita-80/18*, Copenhagen, 1980.
16. Peterson C. - *Preprint Nordita-80/2*, Copenhagen, 1981.
17. Bodek A. et al. - *Rochester Preprint UR 783C00-3065-299*, (1981).
18. Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р., Суслов М.В. - *Препринт ИФВЭ 82-126*, Серпухов, 1982.
19. Odor R. - *Preprint IFUB 82-10*, Bologna, 1982.
20. Borekov K.G., Kaidalov A.B. - *Preprint ITEP-130*, Moscow, 1982.
21. Barloutaud R. et al. - *Nucl. Phys.*, 1980, B172, p. 25.
22. ABCCLVW Collaboration. Diffractive proton fragmentation in 16, 32 and 110 GeV/c K^+p -interaction and the diffractive production of heavy quarks ($s\bar{s}$, $c\bar{c}$), to be published in *Z.Phys. C*.
23. Bishop J. et al. - *FNAL Proposal N697*, (1981).
24. Antipov Yu.M. et al. - *Phys. Lett.*, 1976, 60B, p. 309;
Бушнин Ю.Б. и др. - *Препринт ИФВЭ 77-93*, Серпухов, 1977.
25. Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. - ЯФ, 1981, 32, с. 832.

26. Bunce G. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 36, p. 1113; *Phys. Lett.*, 1978, 86B, p. 386;
Heller K. et al. - *Phys. Lett.*, 1977, 68B, p. 480;
Ashlin P. et al. - *Lett. Nuovo Cim.*, 1978, 21, p. 236;
Wilkinson C. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1981, 46, p. 803;
Алеев А.Н. и др. Препринт P1-81-165, Дубна: ОИЯИ, 1981.
27. Heller H. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 41, p. 607.
28. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. - Препринт ИФВЭ 82-182, Серпухов, 1982.
29. Anderson B. et al. - *Phys. Lett.*, 1979, 85B, p. 417.
30. De Grand T.A., Mietinen H.I. - *Phys. Rev.*, 1981, D23, p. 1227; 1981, D24, p. 2419.
31. Szwed J. - *Phys. Lett.*, 1981, 105B, p. 403.
32. Biagi S.F. et al. - *Phys. Lett.*, 1983, B122, p. 455.
33. Montanet L., Reucroft S. - *Preprint CERN/EP-81*, (1981).
34. Bjelkhagen H. et al. - *Preprint CERN/EP/EHS/PH-81-10*, (1981).
35. Fisher C.M. et al. - *Proceedings of Meeting on the Application of Holographic Techniques to Bubble Chamber Physics*, p. 91, (1981).
36. Fisher C.M. A Conceptual Design for a High Resolution High Rate Vertex Detector for Charm and Beauty Experiment. - *CERN Int. Report*, 1983.
37. Бинон Ф. и др. - Препринт ИФВЭ 80-141, Серпухов, 1980.
38. Beer A. et al. - *NIM*, 1979, 160, p. 217.
39. Sandweiss J. - *Phys. Rep.*, 1982, 83, N1, p. 5.
40. Crennel D. et al. - *NIM*, 1979, 158, p. 111.
41. Aguilar-Benitez M. et al. - *Phys. Lett.*, 1983, 123B, p. 103.
42. Schindler R.H. et al. - *Phys. Rev.*, 1981, 24D, p. 78.
43. Bari-Brussels-CERN-Mons-Paris-Strasbourg-Vienna Collaboration. *Preprint CERN/SPSC/80-120*, 1980.
44. Божко Н.И. и др. - Препринт ИФВЭ 79-78, Серпухов, 1979; ЯФ, 1980, 31, с. 1494.
45. Моисеев А.М. Прецизионные вершинные детекторы в современных экспериментах по физике высоких энергий. - В сб. "Физические исследования на ускорительно-накопительном комплексе ИФВЭ". - Серпухов, 1982, с.67.
46. Викторов В.А., Куршецов В.Ф. - Препринт ИФВЭ 82-7, Серпухов, 1982.
47. Dreverman H. and Geissler K. - *Proceedings of European Hybrid Spectrometer Workshop, CERN, 82-01*, p. 200, 1982.
48. Ammosov V.V. et al. - *Nucl. Phys.*, 1976, B115, p. 269.
49. Окунь Л.Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М.: Госиздат физ.-мат. литературы, 1963.
50. Thomas D.B. *Proc. International Colloquim on Bubble Chambers. - Heidelberg: 1967*, p. 215.
51. Benichou J.L. et al. - *NIM*, 1981, 190, p. 487.
52. Herve A. et al. - *European Hybrid Spectrometer Workshop on Holography and High-Resolution Techniques, 1981, 82-01*, p. 75.
53. Verkerk C. Use of Intelligent Devices in High-energy Physics Experiments. - *Proceesings of the 1980 CERN school of computing, Vraona-Attiki, Greece, 1980*.

54. Barsotti E. et al. A Modular Trigger Processing System for High Energy Physics Experiments. - JEEF Trans. Nucl. Sci., NS-26, 1979, p. 686.
55. Lottin J.C. - Proc. of International Conference on Bubble Chambers Technology, ANL, 1970, p. 42.
56. Catalog 720/730, Moog Inc., East Aurora, N.J.
57. Seculin R.L. European Hybrid Spectrometer Workshop on Holography and High-Resolution Techniques, 1981, CERN, 82-01, 1982, p. 75.
58. Bjelkhagen H. - Proc. Meeting on the Application of Holographic Techniques to Bubble Chamber Physics, RL81-042, 1981, p. 68.
59. Bizzarri R. The Use of an Afocal Optical System to image Holographic Bubble Chambers, CERN/EP/ENSPHS1-31, (1981).
60. Мельниченко И.А., Силаев В.И. Оптический квантовый генератор для голографической регистрации треков в пузырьковой камере. - Препринт ИТЭФ № 28, Москва, 1982.
61. Мельниченко И.А., Силаев В.И. Голографическая схема регистрации взаимодействий элементарных частиц в пузырьковой камере. - Препринт ИТЭФ, № 9, Москва, 1981.

Рукопись поступила 28 ноября 1983 года.

Цена 58 коп.

Индекс 3624

А.М.Андрюшин и др.

Исследование образования частиц с открытым очарованием в адронных взаимодействиях при энергиях Серпуховского ускорителя. (Предложение эксперимента).

Редактор Н.П.Ярба. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор М.И.Онегина.

Подписано к печати 16.12.83. Т-23924. Формат 70x100/16.

Офсетная печать. Индекс 3624. Цена 58 коп.

Заказ 202. 3,9 уч.-изд.л. Тираж 200.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов
Московской обл.