

Авраменко С.А. и др.

Б2-1-84-545

+



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С344.1и

А-211

47/14/84

Б2-1-84-545

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 84

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория высоких энергий

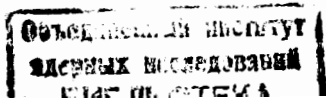
Б2-1-84-545

С.А.Авраменко, А.Н.Зубарев, А.Д.Кириллов,
Э.В.Козубский, А.А.Кузнецов, А.Т.Матюшин,
В.Т.Матюшин и И.С.Саитов

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ
ПИОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ 5 ГЭВ/С С ОБРАЗОВАНИЕМ КУМУЛЯТИВНЫХ
ПИОНОВ

Дубна, 1984 г.

24 04 84



Аннотация

Описана возможная постановка эксперимента по изучению процессов образования кумулятивных положительных пионов во взаимодействиях отрицательных пионов с ядрами углерода при 5 ГэВ/с с помощью установки, основной частью которой является двухметровая стримерная камера, помещенная в магнитное поле.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий.

1. В последние годы проявляется большой интерес к исследованиям кумулятивных процессов взаимодействия элементарных частиц и ядер с ядрами, как проявлений взаимодействий с участием новых объектов исследования в физике высоких энергий—многокварковых образований (флуктуаций) ядерной материи. Большое внимание уделяется также поискам дибарионных резонансов как проявлению шестикварковых адроподобных образований ядерной материи.

Различные теоретические модели, в том числе модели многокварковых объединений (мешков) [1-5], соединенных струн [6,7], возбуждения ротационных степеней свободы двухнуклонной системы [8], предсказывают существование большого числа дибарионных резонансов с различными квантовыми числами. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные (см. например, библиографию в работе [9]) содержат указание на существование дибарионных резонансов, но все еще, по-видимому, недостаточны для определения справедливости тех или иных теоретических моделей. Это и обуславливает необходимость и важность дальнейших экспериментальных исследований дибарионных резонансов, в особенности узких, обнаружений которых имеет принципиальное значение для справедливости гипотезы о существовании многокварковых состояний.

2. В качестве одного из экспериментов, выполняемых с помощью установки ГИБС, предполагается провести исследование взаимодействий отрицательных пионов с ядрами углерода при 5 ГэВ/с с образованием положительных кумулятивных пионов, объединяющие эти, до сих пор независимые направления исследований и имеющее в качестве одной из основных целей поиск и изучение нестранных дибарионных резонансов, образованных в кумулятивных процессах.

Основными целями данного эксперимента является изучение корреляционных характеристик кумулятивных взаимодействий, в том числе определение пространственно-временных характеристик кумулятивных взаимодействий и поиск и определение параметров нестрионных резонансов. Некоторые экспериментальные данные в этом направлении получены с помощью однострочной и двухстрочной протановой пузырьковой камер. Однако, установка со стримерной камерой, обладающая как и пузырьковая камера 4-II геометрией регистрации заряженных частиц, позволяет, во-первых, пропускать через мишень пучок интенсивностью до 10^5 частиц за цикл ускорителя, во-вторых, производить избирательную регистрацию событий и, в-третьих, с большей, чем у протановой камеры точностью измерять импульсы заряженных частиц, благодаря малости многократного кулоновского рассеяния в рабочем газе стримерной камеры.

3. Энергия пучка соответствует разности быстрот налетающего пиона и ядра-мишени $\Delta y = 4,3$, что существенно превышает границу кумулятивного эффекта $\Delta y_{cr} \approx 2$ ^[10.1].

Таким образом, постановка эксперимента адекватна поставленной задаче исследования редких процессов, сопровождающихся множественным образованием частиц, и обеспечивает получение, по крайней мере, на порядок большей статистики по сравнению с полученной с помощью пузырьковых камер.

4. В настоящее время существуют теоретические представления об образовании кумулятивных частиц как результате взаимодействия налетающей частицы с дибарионным или мультибарионным адроподобным образованием, которое в различных теоретических схемах либо существует в ядре до взаимодействия, либо образуется в процессе взаимодействия. Это позволяет надеяться, что выделив кумулятивные процессы, [11-13]

удастся получить такой экспериментальный материал, в котором каждое событие представляет собой взаимодействие налетающей частицы с внутриядерным многокварковым объектом, который в результате взаимодействия, благодаря большой передаче импульса, с большой вероятностью будет выбит из ядра и проявится среди продуктов реакции в виде дибарионного резонанса. В итоге, полученный экспериментальный материал будет существенно обогащен, по сравнению с некумулятивными взаимодействиями, событиями, содержащими искомые резонансы.

5. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Внутри стримерной камеры на расстоянии 50 см от входа пучка в камеру расположена углеродная мишень M толщиной 3 г/см^2 , Сцинтилляционные счетчики $C1, C2$ и $C3$ регистрируют пучковые частицы. Годоскопы $\Gamma 1$ и $\Gamma 2$ регистрируют вторичные заряженные частицы, летящие в определенный телесный угол в заднюю полусферу. Годоскопы имеют площади $40 \times 60 \text{ см}^2$ и $60 \times 120 \text{ см}^2$, расположены на расстоянии $120 \times 180 \text{ см}$ от мишени и перекрывают телесный угол $0,2$ стерадиан. При этом положительно заряженные частицы, вылетающие с импульсом около 300 МэВ/c , регистрируются в интервале азимутальных углов от 150° до 180° относительно направления пучка, а с импульсом около 600 МэВ/c например, от 165° до 165° .

Условия запуска стримерной камеры:

- а. регистрация пучковой частицы счетчиками $C1$ и $C2$,
- б. отсутствие сигнала в счетчике $C3$,
- в. регистрация вторичной заряженной частицы годоскопом $\Gamma 2$ с временной задержкой, соответствующей времени пролета пиона от мишени до годоскопа $\Gamma 2$,
- г. сигналы от годоскопов $\Gamma 1$ и $\Gamma 2$ должны соответствовать углу пролета частицы через годоскопы в пределах интервала $150^\circ-180^\circ$ относительно оси пучка.

Условие "в" позволяет отличать по времени пролета протоны от

пионов, т.к. на базе 180 см времени пролета пионов с импульсом более 300 МэВ/с составляет 6 нс, а протонов - 20 нс при 300 МэВ/с и 11 нс при 600 МэВ/с. Т.о. при временном разрешении 5 нс фоновые запуски от протонов возможны только при импульсах более 600 МэВ/с, что не скажется заметным образом на скорости набора статистики, т.к. количество таких протонов, по меньшей мере, на порядок меньше количества регистрируемых пионов.

Условие " г" позволяет отфильтровать, во-первых, положительно заряженные частицы от отрицательно заряженных и, во-вторых, выделить положительно заряженные частицы с импульсом более 300 МэВ/с.

Обработка полученных фотографий будет проводиться по общепринятой методике. При этом случаи фоновых запусков будут отбракованы на стадии просмотра по визуальной оценке плотности ионизации следа тритийной частицы или по его отсутствию.

6. Скорость набора статистики оценивалась по данным работы [14] о сечениях образования кумулятивных пионов в пион-углеродных взаимодействиях при 40 ГэВ/с с использованием свойства независимости инвариантного сечения образования кумулятивных частиц от энергии первичных частиц. При заданном телесном угле вероятность попадания кумулятивного пиона в годоскопы соответствует сечению $\Delta \sigma = 0,14 \text{ мб} \sim 10^{-3} \sigma_{tot}$.

Если задаться частотой полезных запусков 0,5 за цикл ускорителя, то, при толщине мишени 3 г/см^2 потребуется пучок интенсивностью $3 \cdot 10^4$ пионов/цикл. За сеанс длительностью 250 часов синхрофазотрона (10^5 циклов) число полезных запусков составит $5 \cdot 10^4$. Отметим, что для получения такого числа искомым событий с помощью пропановой камеры требуется зарегистрировать в целом примерно $2,5 \cdot 10^6$ событий.

Оценка частоты фоновых запусков проводилась с учетом двух основных источников фоновых сигналов. Во-первых, учитывались те случаи,

когда счетчики С1, С2 и С3 регистрируют взаимодействие пучкового пиона в мишени (примерно $0,6 \cdot 10^3$ /цикл) и одновременно через Г1 и Г2 проходит фоновая частица (интенсивность изотропного фона в полном телесном угле принималась равной интенсивности пучка, ввиду неизвестности будущих фоновых условий). Предполагая разрешение по времени 5 нс, имеем оценку частоты фоновых сигналов запуска менее $0,06$ I/цикл. Во-вторых, учитывались те случаи, когда гамма-квант от распада нейтрального пиона в мишени конвертирует в электрон-позитронную пару в первом годоскопе и дает сигнал в обоих годоскопах. При этом предполагалось, что угловое и импульсное распределения нейтральных пионов, летящих в заднюю полусферу, совпадают с распределениями заряженных пионов. Оценка частоты таких фоновых сигналов запуска составляет $0,05$ I/цикл.

При оценке вклада обоих источников фона не учитывалось условие "г" запуска стримерной камеры, т.е. получены верхние оценки частоты фоновых сигналов запуска.

Фоновые сигналы запуска, поступающие в сумме с частотой $0,11$ I/цикл, из-за ограниченной частоты запуска камеры (1 I/цикл) снизят частоту полезных запусков с $0,50$ I/цикл до $0,48$ I/цикл. Если же частота фоновых сигналов запуска окажется в 10 раз больше, т.е. $1,1$ I/цикл, то частота полезных запусков снизится до $0,31$ I/цикл. Это означает, что при ожидаемом уровне фоновых запусков точность определения их частоты не является критичной для оценки скорости набора искоемых событий.

7. Статистическая обеспеченность при исследовании отдельных вопросов оценивалась в предположении о справедливости статистической изотопической модели [15]. Предполагалось также, что кумулятивной

пион образуется во взаимодействиях пучкового пикона, в основном, с динуклонной системой внутри ядра. Результаты расчетов показывают, что более половины зарегистрированных событий искомого типа, т.е. более 48 тыс. событий, исходя из двух сеансов ^{по} 100 тыс. циклов ускорителя, будут содержать не менее двух отрицательных пионов, что позволит определить размеры области кумулятивного взаимодействия с точностью, более высокой, чем достигнута для обычных неупругих процессов в работах, выполненных с помощью двухметровой пропановой камерой [16].

Далее, (10±20%) т.е. 10±20 тыс. событий будут содержать два протона, что позволит иметь в спектре эффективных масс систем с барионным числом, равным двум, пик, превышающий фон на 5 стандартных отклонений, если сечение образования резонанса будет составлять (7±14) мкб, а его ширина не превысит 50 МэВ/с². Данная оценка получена в предположении равномерного распределения событий по спектру эффективных масс. Применение критериев отбора, улучшающих отношение эффекта к фону, позволит улучшить чувствительность эксперимента. Например, выделение пика в 5 стандартных отклонений в выборке, составляющей 10% от названной выше статистики, соответствует сечению образования резонанса (2±4) мб, т.е. $(1-2) \cdot 10^{-4} \sigma_{tot}$, что на порядок лучше чувствительности, достигнутой в тех экспериментах [17-19, 9], в которых получены указания на существование узких нестранных дибарионных резонансов с сечением $(10^{-2} \div 10^{-3}) \sigma_{tot}$.

8. Расчеты по изотопической статистической модели показывают также, что выбор положительного пиона в качестве триггерной частицы обеспечивает преобладание протонов среди положительно заряженных вторичных частиц $(n_{\pi^+} / n_p < 0,2)$ при полной множественности вторичных частиц, не превышающей шести. Это обстоятельство позволяет при получении спектров дибарионных масс использовать в качестве исключая идентифицированную триггерную частицу

ве протонов все положительно заряженные частицы без существенного увеличения фона.

Разрешение по эффективной массе двух протонов оценивалось в предположении, что точность определения координат составляет 300 мкм в пространстве камеры и на каждом треке измеряется по 30 точек. Тогда, в зависимости от конфигурации дипротонной системы в импульсном пространстве, разрешение по эффективной массе находится в пределах от 3 до 21 МэВ/с^2 . Разрешение улучшается при увеличении (за счет пионов) числа частиц, входящих в анализируемую дибарионную систему.

9. Аппаратура системы отбора событий для запуска стримерной камеры (системы триггера).

Как уже было сказано выше, отбор искомым событий производится с помощью пучкового телескопа из сцинтилляционных счетчиков С1, С2 и С3 и годоскопов Г1 и Г2 (рис. 1). Элементами годоскопов являются сцинтилляционные счетчики со сцинтилляторами размером $40 \times 10 \times 1 \text{ см}^3$ (6 штук) для годоскопа Г1 и $60 \times 10 \times 1 \text{ см}^3$ (12 штук) для годоскопа Г2, причем сцинтилляторы расположены перпендикулярно медианной плоскости магнита. Структурная схема электроники представлена на рис. 2.

На рис. 2а представлена структурная схема электроники одного годоскопа, формирующей временной сигнал ВС, определяющий время прохождения заряженной частицы через данный годоскоп, и координатный сигнал КС, задержка которого относительно момента прохождения частицы пропорциональна координате (или номеру) того элемента, через который прошла частица. Здесь через УФ обозначены усилители-формирователи, БЗ-блоки задержки, ЛС-логический сумматор.

На рис. 26 представлена структурная схема электронной, осуществляющей дальнейшую обработку сигналов. Сигналы от счетчиков С1, С2 и С3 и сигналы ВС1 и ВС2 поступают на схему совпадений СС1, причем сигнал от С3 подается на вход антисовпадений. Амплитуда сигнала, вырабатываемого время-амплитудным преобразователем ВАИ, пропорциональна разности задержек сигналов КС1 и КС2 и, следовательно, разности координат места прохождения частицы через годоскоп Г1 и Г2, т.е. тангенсу угла пролета через годоскопы. Двухуровневый амплитудный дискриминатор Д вырабатывает сигнал только в том случае, когда амплитуда, т.е. тангенс угла пролета находится в заданных пределах.

Схема совпадений СС2 обеспечивает одновременное выполнение всех условий запуска и вырабатывает сигнал запуска стримерной камеры.

Для получения 100 тыс. фотографий потребуется 500 часов времени работы ускорителя У-10 и 52 км фотопленки, на наладку канала транспортировки пучка на установку - еще 100 часов У-10. Предположительно 50% материала будет обрабатываться и обсчитываться в Лабораториях-участницах. Поэтому на измерительных приборах ЛВТА НРД (и возможно СИ) и ПУОС должно быть измерено около 30 тыс. событий, т.е. около 10 тыс. событий в год. На обсчет по геометрической и кинематической программе, и статистический анализ полученных данных и математическое моделирование потребуется 300 часов на ЭВМ БЭСМ-6 и 250 часов на ЭВМ СДС-6500, т.е. около 100 часов в год в течение трех лет на ЭВМ БЭСМ-6 и по 50 часов на ЭВМ СДС-6500 в течение пяти лет. Для записи экспериментального материала потребуется примерно 250 магнитных лент.

В заключение авторы выражают благодарность за полезные обсуждения академику А.М.Балдину, Б.А.Кулакову, С.А.Хорозову, А.И.Голохвастову, Ю.Лукстиньшу, Е.А.Дементьеву, В.Г.Иванову, М.Д.Шафранову, Ю.Ф.Ломанкину.

Литература:

1. Jaffe R.L. Phys, Rev, Lett., 1977, 38, p.195
2. Lichtenberg D.B. Lett. Nuovo Cim., 1978, 23, p.339.
3. Матвеев В.А. В кн. "Множественное рождение частиц и предельная фрагментация ядер", ОИЯИ, Д I, 2-12036, с.137, Дубна, 1978.
4. Mulders P.J.et.al. Phys.Rev, 1930, D21, p.2653.
5. Доркин С.М., Резник Б.Л. Титов Л.И., ЯФ, 1982, 36, с.1244.
6. Imachi M. et.al. Prog. Theor. Phys., 1976, 55, p.551.
7. Ishida S. and Oda M. Prog. Theor. Phys, 1979, 61, p.1401.
8. Mac Gregor M.H. Phys. Rev., 1979, D20, p.1616
9. Агакишов Г.Н. и др. ОИЯИ, I-84-103, Дубна, 1984.
10. Балдин А.М. ОИЯИ, БI-80-147, Дубна, 1980.
11. Блохинцев Д.И., ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.5, с.1295
12. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.
13. Калинин Б.Н. и др. ОИЯИ, P2-10783, Дубна, 1977.
14. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, P1-12425, Дубна, 1979.
15. Zalewski K, Acta Phys, Pol., 1965, v.XXVIII, p.207
16. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-82-334, Дубна, 1982.
17. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, P1-83-207, Дубна, 1983.
18. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, БI-83-59, Дубна, 1983.
19. Бешму К. и др. ОИЯИ, ДI-83-815, Дубна, 1983.

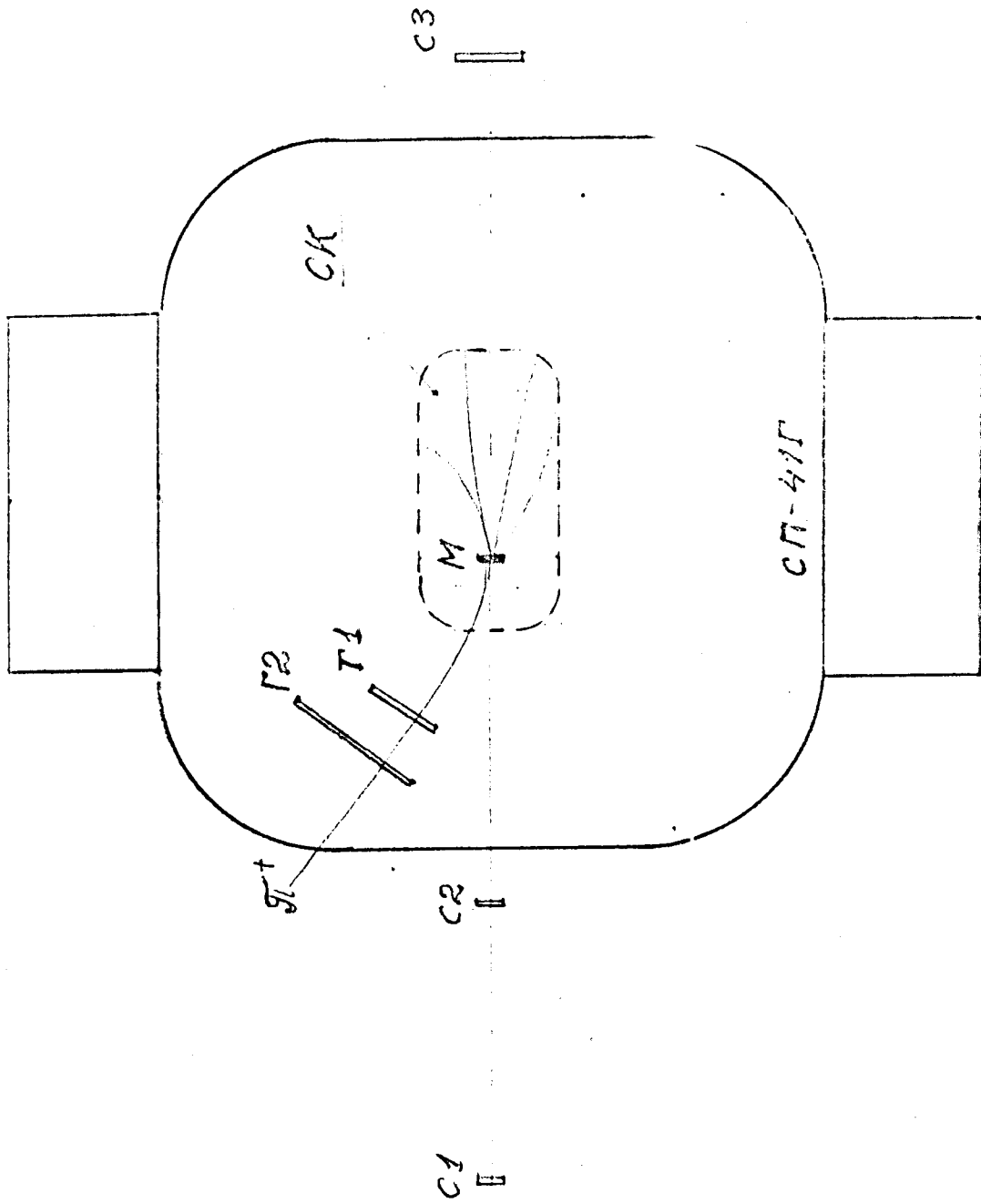


Рис. 1.

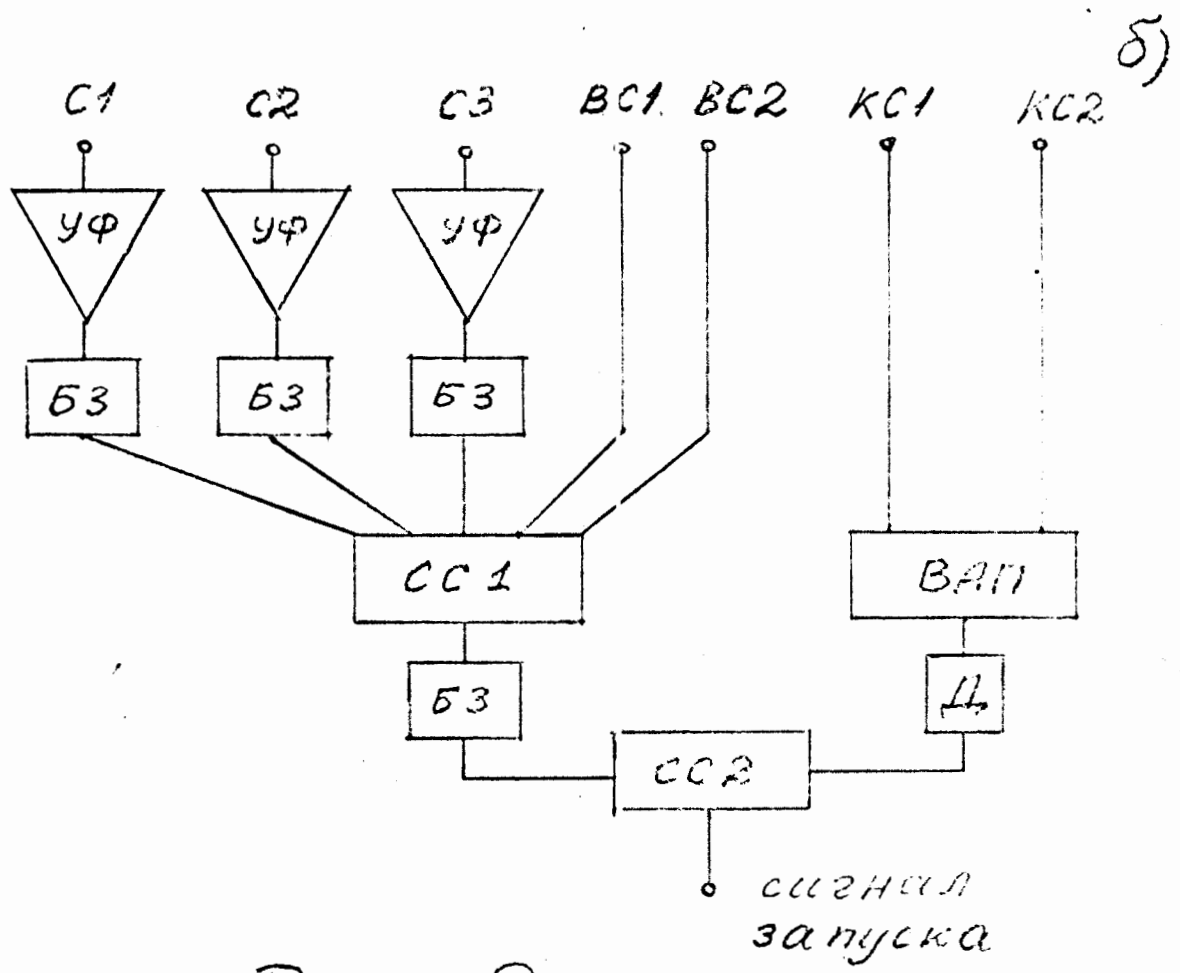
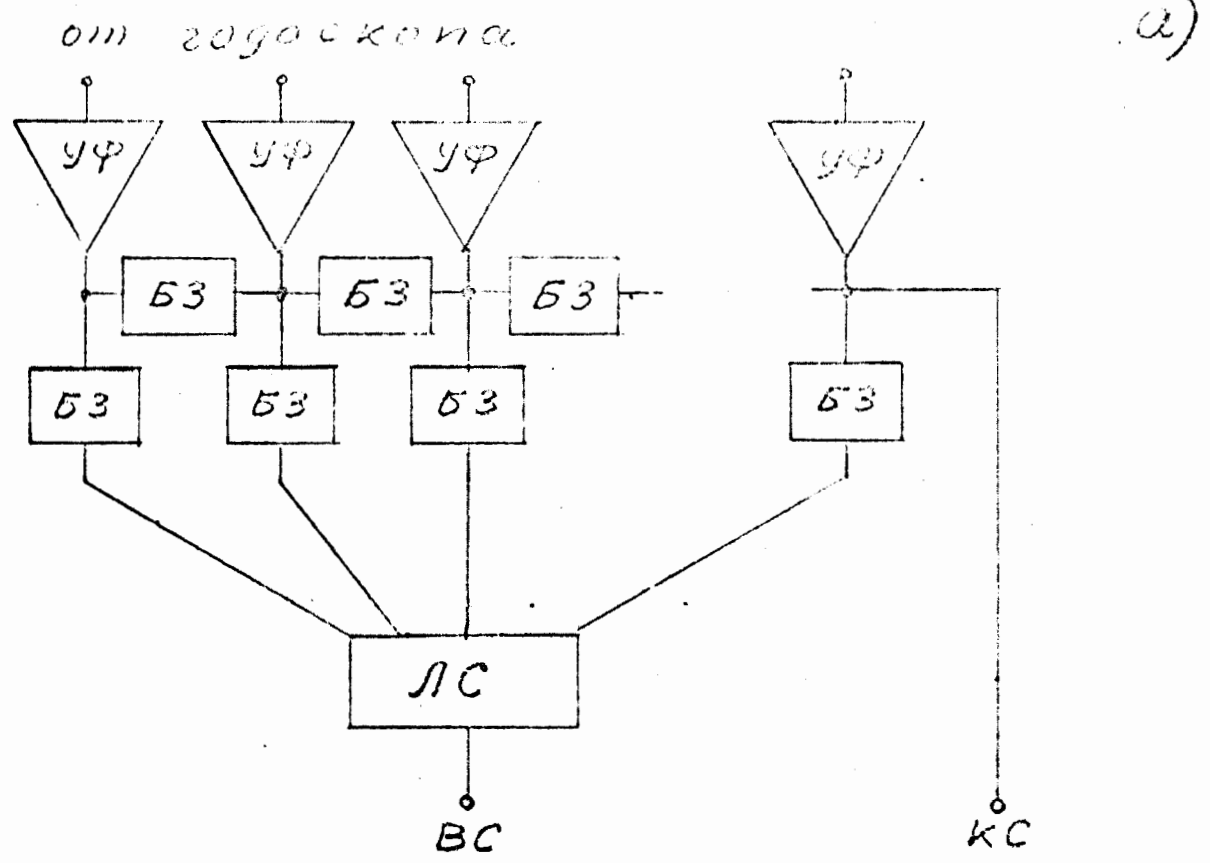


Рис. 2.