

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С346а
А-465

14/VI-76
1 - 9508

2229/2-76

ПОИСК НОВЫХ РЕЗОНАНСОВ
НА УСТАНОВКЕ "ФОТОН"

Проект эксперимента на ускорителе в Серпухове

Дубна - Москва - Бухарест -
Прага - Варшава - Лодзь

1976

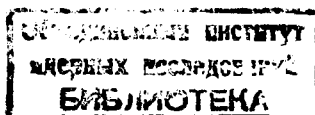
1 - 9508

ПОИСК НОВЫХ РЕЗОНАНСОВ
НА УСТАНОВКЕ "ФОТОН"

Проект эксперимента на ускорителе в Серпухове

Дубна - Москва - Бухарест -
Прага - Варшава - Лодзь *

*Перечень авторов см. на обороте



Ю.А.Александров,¹ Р.Г.Аствацатуров, А.М.Балдин,
 О.Балеа,² С.Г.Басилалзе, Я.Гладки,³ Н.Н.Говорун,
 Ю.В.Заневский, В.И.Иванов, И.М.Иванченко, И.Иоан,²
 А.Д.Кириллов, Е.Кнапик, А.И.Комар,¹ В.А.Козлов,¹
 И.Ф.Колпаков, В.А.Крамаренко, Б.А.Кулаков,
 Л.Г.Макаров, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, В.С.Мурзин,⁴
 Д.Нягу,² В.В.Павловская,¹ В.Д.Пешехонов,
 Н.Н.Пляшкевич, С.Н.Пляшкевич, А.Прокеш,³ Я.Седлак,³
 А.Е.Сеннер, Л.А.Сеннер, Б.Словински, Б.М.Старченко,
 З.Стругальски,⁵ В.Тлачала,⁵ Д.В.Уральский,
 Р.Фирковски,⁶ М.Н.Хачатурян, Г.Б.Христиансен,⁴
 Я.Цвах,³ А.С.Чвыров, В.Шимак,³ Ф.Элер

1. Введение

Открытие ψ -частиц /1-4/ выявило целое семейство новых образований с исключительно малыми полными ширинами, в распадах которых заметную роль играют электромагнитные процессы /гораздо более заметную, чем в распадах обычных адронов/. В связи с этим исследование радиационных мод распадов ψ -частиц* приобретает важное значение как средство эффективного обнаружения этих частиц и изучения их свойств.

Различные теоретические интерпретации природы ψ -частиц связаны с различными высказываниями относительно характера радиационных переходов в распадах ψ -частиц, и поэтому исследование этих переходов может в существенной мере помочь сделать выбор между имеющимися теоретическими схемами.

В частности, очень специфические предсказания относительно радиационных распадов ψ -частиц делаются по схеме, трактующей ψ -частицы как связанные системы из "очарованных кварков" /5,6/. Прежде всего, кардинальным для этой схемы является утверждение о существовании ψ -частицы с квантовыми числами 0^- /так называемый "парачармониум" / и её возбуждений. Низшее состояние $\psi_{P_1}(1^1S_0)$ имеет массу в районе 3 ГэВ /по разным оценкам, $3,01-3,04 \text{ ГэВ}$ /5,7/. Типичная радиационная мода распада ψ_{P_1}

$$\psi_{P_1} \rightarrow \gamma + \gamma$$

* Имеются в виду распады с испусканием реальных γ -квантов и распады типа $\psi \rightarrow e^+ + e^-$, идущие через виртуальный γ -квант.

¹ Физический институт Академии наук СССР, Москва.

² Институт атомной физики СРР, Бухарест.

³ Физический институт Чехословацкой Академии наук, Прага.

⁴ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва.

⁵ Институт физики Варшавского технического университета, Варшава.

⁶ Институт ядерных исследований, Лодзь.

Возбужденное состояние (2^1S_0) должно иметь массу около $3,67 \text{ ГэВ}/5/$.

Подтверждение существования 0^- -аналогов $\psi_1/3105/$ и $\psi_2/3695/$, обладающих квантовыми числами 1^{-*} , явилось бы решающим аргументом в пользу теоретических построений, основанных на представлении о "чармированном" кварке.

Схема с "чармированными" кварками предсказывает далее, что в диапазоне масс между $3,1$ и $3,7 \text{ ГэВ}$ должны лежать возбужденные состояния "орто- и парачармониума" с $\ell = 1$ / $1^3P_2, 1^3P_1, 1^3P_0$ и 1^1P_1 /, которые распадаются преимущественно за счет электромагнитных переходов:

$$\begin{aligned} 1^3P_{2,1,0} &\rightarrow 1^3S_1 + \gamma & / E \approx 400 \text{ МэВ}/, \\ 1^1P_1 &\rightarrow 1^1S_0 + \gamma & / E \approx 500 \text{ МэВ}/ \end{aligned}$$

/детальную схему возбуждений см. на рис. 1/.

Важно отметить также наличие перехода

$$2^1S_0 \rightarrow 1^3S_1 + \gamma \quad / E \approx 565 \text{ МэВ}/,$$

поскольку состояния 1^3S_1 и 1^1S_0 далее могут распадаться по схемам

$$1^3S_1 \rightarrow e^+ + e^- ,$$

$$1^1S_0 \rightarrow \gamma + \gamma .$$

Окончательно имеем для распадов предсказываемых состояний в семействе ψ -частиц следующие конечные продукты:

$$J^{PC} \left\{ \begin{array}{ll} 0^{-+} & 1^1S_0(3040) \rightarrow \gamma + \gamma , \\ 1^{-+} & 1^1P_1(\sim 3500) \rightarrow \gamma + (\gamma + \gamma) , \\ 0^{-+} & 2^1S_0(3670) \rightarrow (e^+ + e^-) + \gamma , \\ 2^{++}, 1^{++}, 0^{++} & 1^3P_{2,1,0}(\sim 3500) \rightarrow (e^+ + e^-) + \gamma . \end{array} \right. /1/$$

* В схеме с 4-м кварком $\psi_1(3105) = 1^3S_1$, $\psi_2(3695) = 2^3S_1$.

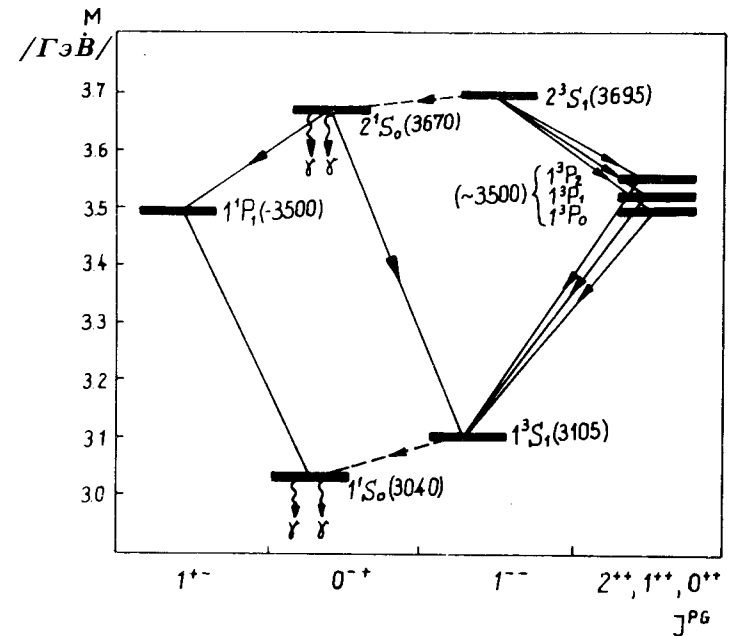


Рис. 1. Схема возбужденных состояний.

Регистрация соответствующего числа фотонов и электронно-позитронной пары, таким образом, может явиться удобным методом поиска этих новых состояний.

Ниже предлагается использовать для этой цели 90-канальный черенковский масс-спектрометр /установка "Фотон"/.

Обратим внимание на то, что существующий метод изучения частиц, основанный на их рождении в резонансе при электрон-позитронных столкновениях, пригоден для изучения только частиц с квантовыми числами 1^- . ψ -частицы с другими квантовыми числами при этом могут возникать только как продукты их распада. В основном это касается состояний $1^3P_{2,1,0}$ /см. рис. 1/. Состояния с квантовыми числами 0^- (ψ_1) при этом практически недостижимы, т.к. вероятности переходов $\Gamma \rightarrow 0^- + \gamma$ малы из-за малости энерговыделений или ортогональности соответствующих волновых функций /см. /5,6/ /.

Таким образом, для поиска ψ_p следует применять другие подходы, например, рождение их в адрон-адронных столкновениях. В настоящем проекте предлагается использовать для этой цели $\bar{p}p$ -столкновения, сохраняя преимущества резонансного рождения ψ -частиц и двухчастичной кинематики и снимая ограничения на возможные квантовые числа образующихся ψ -частиц.

Итак, предлагается изучать процессы, описываемые диаграммами рис. 2. Соответствующее сечение дается формулой

$$\sigma = (2J+1) \frac{\pi}{M_\psi^2 (1-4m_p^2/M_\psi^2)} \frac{(M_\psi/m_p)^2 \Gamma_{\bar{p}p} \Gamma_{\text{вых}}}{(E_{\bar{p}} - E_p^0)^2 + (M_\psi/m_p)^2 \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad /2/$$

где J - спин ψ -частицы, $\Gamma_{\bar{p}p}$, $\Gamma_{\text{вых}}$ - парциальные ширины распада в соответствующие каналы, Γ - полная ширина, E_p^0 - положение резонанса,

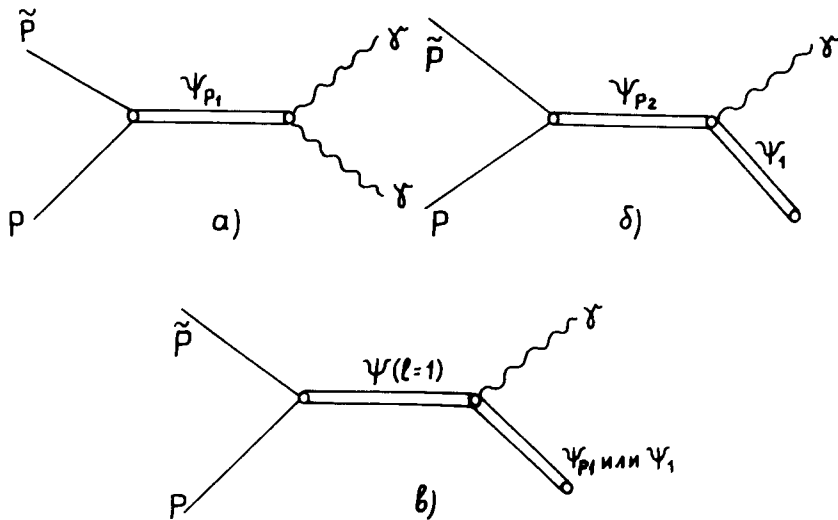


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана для процессов, предназначенных для изучения.

$$E_{\bar{p}}^0 = \frac{M_\psi^2 - 2m_p^2}{2m_p}. \quad /3/$$

В принципе предлагаемый подход можно использовать для поисков новых частиц в широком диапазоне масс. В дальнейшем мы, однако, ограничимся рассмотрением состояний, перечисленных в /1/.

Для $M_\psi = 3,04; 3,5; 3,67$ ГэВ имеем: $E_{\bar{p}}^0 = 4,05; 5,5; 6,25$ ГэВ. Сечение /2/, усредненное по интервалу $[E_{\bar{p}}^0 - \Delta, E_{\bar{p}}^0 + \Delta]$ в предположении, что спектральная плотность в нем постоянна, дается выражением

$$\bar{\sigma}_{\text{рез}} = (2J+1) \frac{\pi^2}{M_\psi^2 (1-4m_p^2/M_\psi^2)} \frac{M_\psi}{m_p} \frac{\Gamma_{\bar{p}p}}{\Gamma} \frac{\Gamma_{\text{вых}}}{\Delta}. \quad /4/$$

Для указанных выше состояний имеем:

$$J=0, M_\psi = 3,04 \text{ ГэВ}, \bar{\sigma}_{\text{рез}} = 2,2 \cdot 10^{-27} \frac{\Gamma_{\bar{p}p} \Gamma_{\gamma\gamma}}{\Gamma \Delta} \text{ см}^2,$$

$$J=1, M_\psi = 3,5 \text{ ГэВ}, \bar{\sigma}_{\text{рез}} = 5,1 \cdot 10^{-27} \frac{\Gamma_{\bar{p}p} \Gamma_{\psi_1}}{\Gamma \Delta} \text{ см}^2, \quad /5/$$

$$J=0, M_\psi = 3,67 \text{ ГэВ}, \bar{\sigma}_{\text{рез}} = 1,6 \cdot 10^{-27} \frac{\Gamma_{\bar{p}p} \Gamma_{\psi_1}}{\Gamma \Delta} \text{ см}^2.$$

Ожидаемые выходы, таким образом, существенно зависят от отношения $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma$ и $\Gamma_{\text{вых}}$. Что касается Δ , то мы предполагаем, что в интересующем нас интервале энергий $\Delta P/P \approx 1\%$, т.е. $\Delta = 40 \div 50$ МэВ.

Интересующие нас величины ширин в настоящий момент неизвестны, и для них можно получить более или менее достоверные оценки. Например, величину $\Gamma_{\gamma\gamma}$ для $\psi_{P_1}(3040)$ можно оценить на основе простого пересчета по известной величине $\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} \approx 1$ кэВ:

$$\Gamma_{\psi_{P_1} \rightarrow \gamma\gamma} = \Gamma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} \left(\frac{m_{\psi_{P_1}}}{m_\eta} \right)^3 \approx 160 \text{ кэВ}.$$

Сходные соображения приводят Ли и Квигга ^{/8/} к величине

$$\Gamma_{\psi_{P_1} \rightarrow \gamma\gamma} = 260 \text{ кэВ}.$$

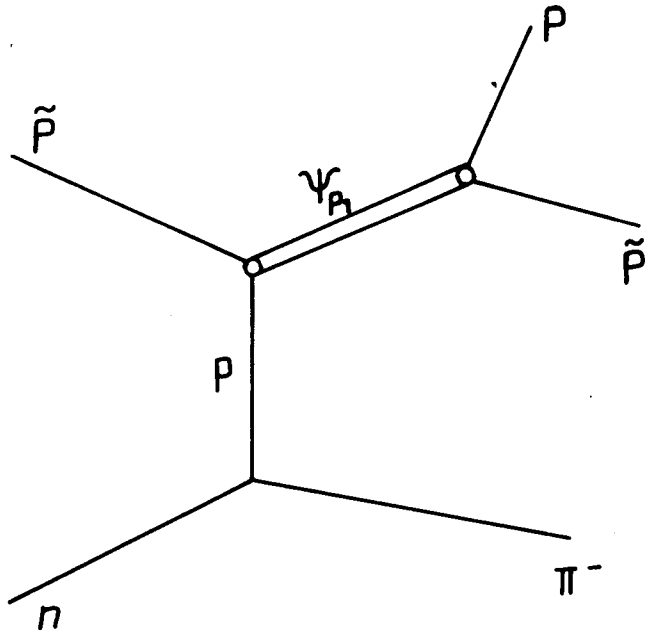


Рис. 3. То же, что и на рис. 2.

Однако в расчете, использующем модельный подход /5/, получается заметно меньшая величина: $\Gamma_{\psi_{P_1} \rightarrow \gamma\gamma} = 13 \text{ кэВ}$.

Некоторую ориентировку в значении $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma$ для ψ_{P_1} дает измеренное значение этой величины для $\psi_1(3105)$, равное $2 \cdot 10^{-3}$. Из теории, впрочем, следует, что для 0^- -частиц $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma$ может быть больше.

Определенные сведения относительно величины $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma$ можно извлечь из эксперимента по изучению реакции $\bar{p} + d \rightarrow p_s + p + \bar{p} + \pi^-$ при $5,5 \text{ ГэВ}/c$ /9,10/. В этом эксперименте есть указания на существование узкого резонанса в системе $\bar{p}p$ с массой 3060 МэВ и $\Gamma < 40 \text{ МэВ}$.

Сечение выхода этого резонанса $15\text{-}30 \text{ мкб}$. Если предположить, что это есть искомый резонанс ψ_{P_1} и что процесс идет согласно диаграмме рис. 3, то после подстановки численных значений имеем:

$$\bar{\sigma}_{\text{рез}} = 2,8 \cdot 10^{-29} (\Gamma_{\bar{p}p})^2 / \Gamma \text{ см}^2 / \text{МэВ}^{-1} \quad /6/$$

Займствуя из модельных расчетов /5/ значение $\Gamma = 6,5 \text{ МэВ}$, из /6/ получаем $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma = 0,3 \div 0,4$. Это значение, впрочем, может быть завышенным.

Таким образом, для $\psi_{P_1}(3040)$ имеем:

$$13 \text{ кэВ} \leq \Gamma_{\gamma\gamma} \leq 260 \text{ кэВ},$$

$$2 \cdot 10^{-3} \leq \Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma \leq 4 \cdot 10^{-1}.$$

Если ориентироваться на значение $\Gamma_{\gamma\gamma} \approx 200 \text{ кэВ}$ и $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma \sim 0,1$, то получим для ψ_{P_1} $\bar{\sigma}_{\text{рез}} = 10^{-30} \text{ см}^2$. Для состояний с массой $3,5 \text{ ГэВ}$ $1^3P_{2,1,0}$ и 1^1P_1 $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma$, скорее всего, на уровне $2 \cdot 10^{-3}$. Однако парциальные ширины $\Gamma_{\gamma\psi_1}$ и $\Gamma_{\gamma\psi_{P_1}}$, по оценкам /5/, велики: $\sim 3 \text{ МэВ}$, и, следовательно, сечения получаются на уровне $3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$.

Наконец, для состояния 2^1S_0 с массой 3670 МэВ и спином 0 $\Gamma_{\bar{p}p}/\Gamma$ может быть $\sim 0,1$, а $\Gamma_{\psi_{P_2} \rightarrow \gamma + \psi_1}$ /по оценке /5/ / = $0,9 \text{ МэВ}$. Следовательно, в этом случае $\sigma_{\text{рез}} = 2,4 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$.

Итак,

$$\bar{p} + p \rightarrow \psi_{P_1}(3040) \rightarrow \gamma + \gamma \quad \bar{\sigma}_{\text{рез}} = 10^{-30} \text{ см}^2,$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \psi_{\ell=1}(3500) \rightarrow \gamma + \psi_1 \rightarrow e^+ + e^-, \quad \bar{\sigma}_{\text{рез}} = 6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2 \cdot \frac{1}{20},$$

$$\bar{p} + p \rightarrow \psi_{P_2}(3670) \rightarrow \gamma + \psi_1 \rightarrow e^+ + e^-, \quad \bar{\sigma}_{\text{рез}} = 2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \cdot \frac{1}{20}.$$

Следует иметь в виду, что все значения сечений являются ориентировочными и задача эксперимента состоит в определении их истинных значений и, следовательно, парциальных ширин.

2. Кинематика процесса

Анализ кинематики процесса $\bar{p} + p \rightarrow \psi \rightarrow \gamma\gamma$ проводился для антипротонов с импульсом $3,78 \text{ ГэВ/с}$ и $M_\psi = 3,012 \text{ ГэВ}$. Из-за отсутствия частицы отдачи переданный ψ -мезону импульс всегда равен импульсу налетающего антипротона, в результате чего в конечном состоянии имеется "монохроматический" пучок ψ -мезонов.

Для данного процесса оптимальной является геометрия, когда расстояние между центром H_2 -мишени и γ -спектрометрами равно 200 см . При этом γ -спектрометры охватывают углы, равные соответственно 24° и 53° по отношению к оси пучка, захватывая телесный угол $0,3\pi \text{ ср}$ и широкую область эффективных масс от $2,5$ до 4 ГэВ .

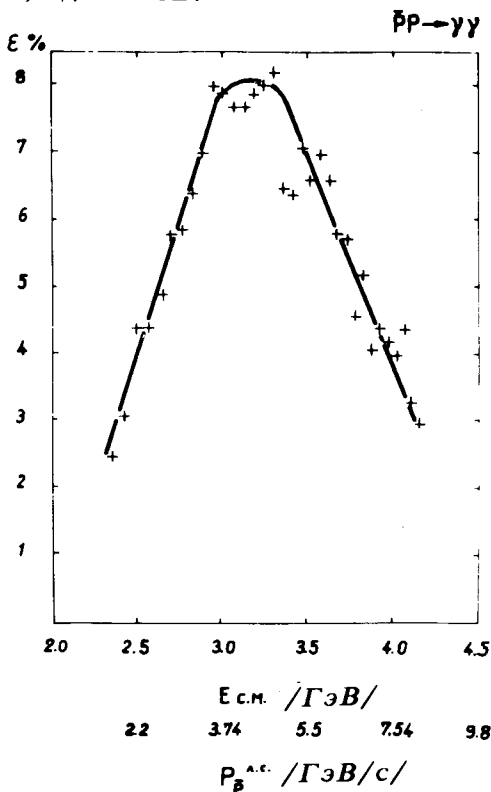


Рис. 4. Эффективность регистрации процесса $\bar{p} + p \rightarrow \psi \rightarrow \gamma\gamma$ в оптимальной геометрии в зависимости от $M(\psi)$.

Моделирование с помощью ЭВМ условий эксперимента показало, что эффективность регистрации в выбранной геометрии равна $8\% / \text{см}$. рис. 4/. В расчетах угловое распределение продуктов распада резонанса предполагалось изотропным в системе покоя резонансной частицы. В л.с.к. имеется ярко выраженный минимальный угол разлета γ -квантов $\theta_{\min} = 77^\circ$.

3. Экспериментальная аппаратура и пучок

1. Пучок антипротонов

В эксперименте предполагалось использовать пучок антипротонов в интервале импульсов от 3 до 7 ГэВ/с /см. рис. 5/.

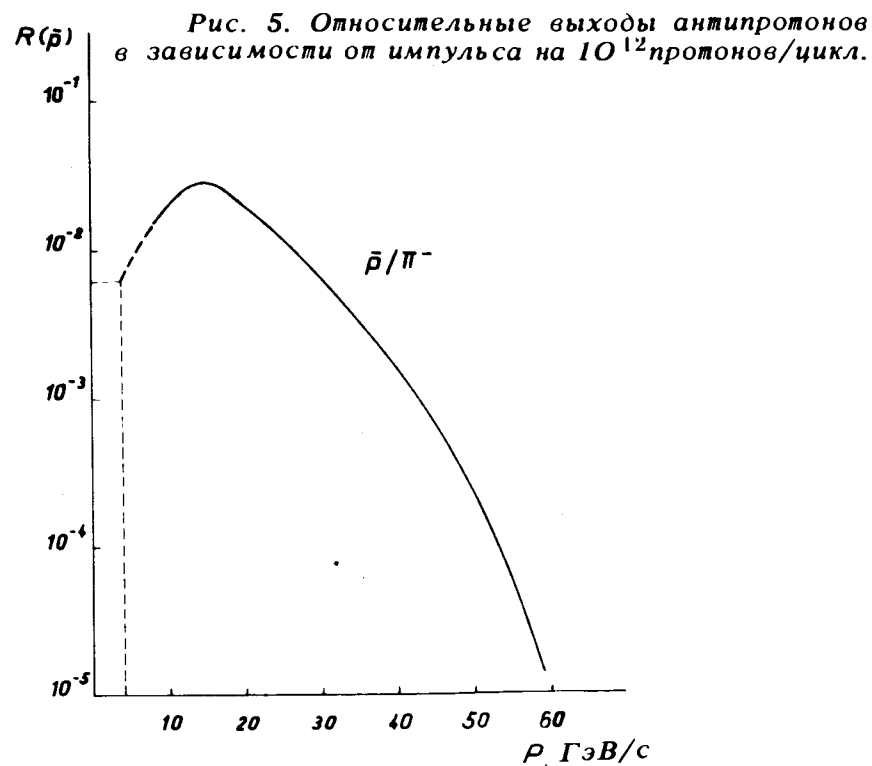


Рис. 5. Относительные выходы антипротонов в зависимости от импульса на 10^{12} протонов/цикл.

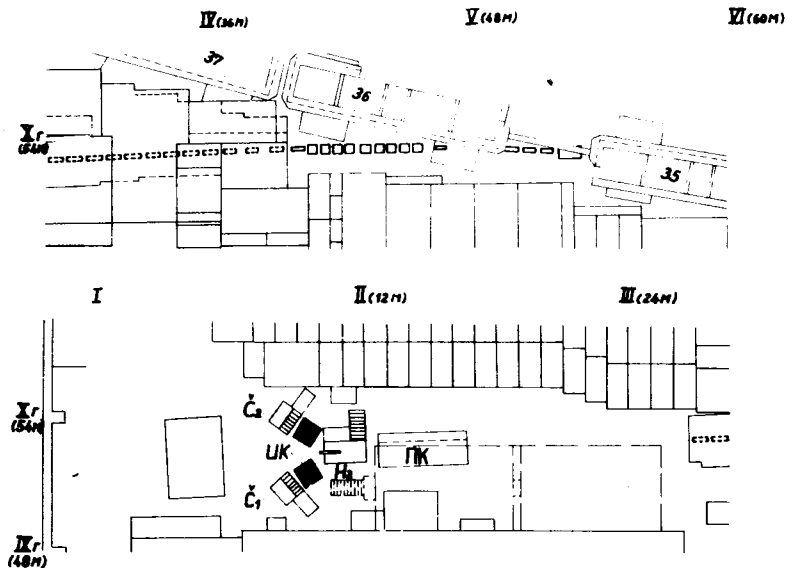


Рис. 6. Расположение аппаратуры на канале №11 в павильоне БВ /в масштабе/.

Ожидаемые параметры пучка антипротонов при импульсе 4,75 ГэВ/с:

Интенсивность	- 50000/10 ¹² протонов в ускорителе
Угловая расходимость	- 0,5°
Разброс по импульсам	- $\Delta P/P = 1-1,5\%$.
Длительность сброса	- $\Delta t = 1000$ мс.
Поперечное сечение пучка	- 2,5x4,5 см ² .
Полная интенсивность пучка /пионы, каоны и мюоны/	- 5·10 ⁶ .

Антипротоны предполагается выделить в пучке отрицательных частиц измерением времени пролета или с помощью газовых черенковских счетчиков. Расположение аппаратуры на канале №11 павильона БВ представлено на рис. 6.

2. Мишень

Жидководородная мишень имеет длину 100 см и диаметр 7 см. Мишень изготовлена из легких материалов и представляет собой цилиндр из майлара толщиной 170 мкм и пенопластового кожуха. Общее количество вещества стенок составляет 0,005 р.е., толщина входного /выходного/ окна - 450 мкм. Наполнение мишени водородом производится из промежуточного сосуда емкостью 50 л.

3. Пучковые сцинтилляционные счетчики

Мониторинг пучка производится с помощью трех сцинтилляционных счетчиков размерами 0,5 x 7 x 7 см³,

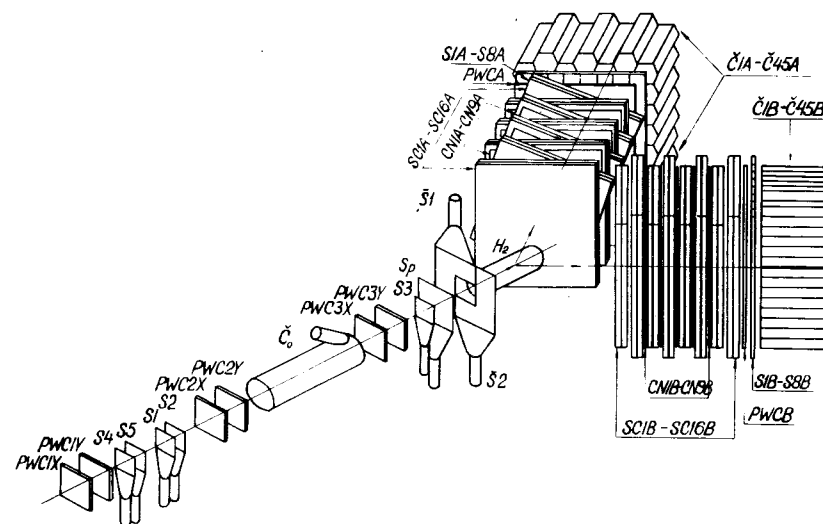


Рис. 7. Блок-схема установки "Фотон". PWC - пропорциональные камеры размерами 150x150 мм²; S - сцинтилляционные счетчики; Č₀ - пороговый черенковский счетчик; H₂ - жидководородная мишень длиной 100 см; SC - проволочные искровые камеры размером 1000x1000 мм²; SA, SB - годоскопические счетчики длиной 100 см; ČA, ČB - черенковские гамма-спектрометры из свинцового стекла.

работающих в режиме совпадений с временным разрешением 5 нс. Для предотвращения срабатывания установки от рассеянных частиц пучка служат два оцинтилляционных счетчика, образующих отверстие размером 7 x 7 см² и работающих в режиме антисовпадений с временным разрешением 20 нс.

Блок-схема установки приведена на рис. 7.

4. Годоскопические сцинтилляционные счетчики

Для увеличения эффективности запусков установки в случае регистрации γ -квантов и определения направления вторичных частиц используется годоскоп из 18 сцинтилляционных счетчиков размером 1x14x100 см³. Годоскопические счетчики располагаются между искровыми камерами и черенковскими γ -спектрометрами /по 9 в каждом из двух каналов/ и работают в режиме совпадений с временным разрешением 20 нс.

С целью улучшения соотношения эффект/фон будут использованы также сцинтилляционные "счетчики окружения Н₂-мишени, работающие в режиме антисовпадений".

5. Пропорциональные камеры

Для определения направления первичных частиц применяются 6 однокоординатных пропорциональных камер размером 15x15 см²/12/. Общее число сигнальных проволок 300. Сигнальные проволоки в камерах располагаются на расстоянии 3 мм друг от друга и позволяют локализовать координату частиц $\Delta x = \Delta y = \pm 1$ мм. При базе 300 см это позволяет определить направление заряженной частицы с точностью около 0,3 мрад.

6. Искровые камеры

Направление вторичных частиц измеряется с помощью 32 искровых камер с магнитоотрицательным съемом информации размерами 100 x 100 см², расстояние между проволоками в камере 1 мм. Камеры группируются по 4, из которых две располагаются горизонтально, а две других - под углом 17°. В каждом из двух каналов установки содержится по 16 камер, образующих блок размером 1 м³.

Между группами камер располагаются конверторы /всего три/ суммарной толщиной около 1 р.е. Точность локализации координат частиц камерами $\Delta x = \Delta y = 0,5$ мм. Для заряженных частиц, когда отсутствуют конверторы, точность определения направления частицы составляет 0,5 мрад. При регистрации γ -квантов их направление измеряется с помощью группы из четырех камер. В этом случае точность измерения определяется толщиной конвертора и имеет величину около 3,4 мрад для конвертора толщиной 0,3 р.е. и $E_{\gamma} = 2$ ГэВ.

7. Черенковские γ -спектрометры

Энергия γ -квантов измеряется γ -спектрометрами полного поглощения из свинцового стекла¹³. Общее количество спектрометров - 90. Последние группируются по 45 в каждом из двух каналов. Каждый из 90 спектрометров представляет собой самостоятельный прибор, радиатор которого имеет гексагональную форму с радиусом вписанной окружности 8,75 см /3,5 р.е./ и длиной 35 см /14 р.е./. Энергетическое разрешение спектрометров, измеренное на пучке электронов известной энергии, равно

$$\frac{\Delta E}{E} = \pm \left(\frac{5}{\sqrt{E}} \right) \% \quad /7/$$

где E - энергия /ГэВ/.

8. Триггер

Запуск установки производится, если имеет место совпадение $S_1 S_2 S_3 SA_{1-9} SB_{10-18} CA CB$, при условии, что энергия частиц в γ -спектрометрах левого (А) и правого (В) каналов и их сумма превышают некоторый порог, определяемый кинематикой процесса.

Полная задержка триггера составляет 490 нс.

Ожидаемое число триггеров при интенсивности антипротонов $5 \cdot 10^4$ в цикле $n = 0,05$ и при интенсивности пучка $5 \cdot 10^6$ не более 5 запусков/цикл.

9. Электронная аппаратура

Регистрирующая электроника выполнена в стандарте "Вишня" и включает в себя:

- 1/ быструю электронику,
- 2/ спектрометрическую электронику,
- 3/ электронику искровых камер.

Установка работает на линии с ЭВМ типа "HEWLETT PACKARD 2116B". Электроника, осуществляющая связь с ЭВМ, представляет собой полную "ветвь" /7 крейтов/ в стандарте КАМАК. ЭВМ выполняет следующие функции:

- а/ прием информации с детекторов,
- б/ контроль и предварительный отбор информации,
- в/ накопление информации,
- г/ обработку части информации,
- д/ управление работой аппаратуры и контроль за нею.

Комплекс ЭВМ включает в себя:

- 1/ телетайп,
- 2/ дисплей,
- 3/ магнитофоны,
- 4/ диск с памятью,
- 5/ лайнпринтер,
- 6/ перфоратор,
- 7/ фотосчитыватель,
- 8/ оперативную память на 32К.

Объем события составляет 824 слова.

Электронная аппаратура с ЭВМ размещаются в двух специализированных кондиционируемых домиках.

По оценкам, при интенсивности пучка $5 \cdot 10^6$ число наложенных импульсов при длительности "ворот" спектрометрических каналов 400 нс составляет 2%. При использовании сцинтилляционного счетчика, работающего в режиме "сторож", с разрешающим временем 5 нс число наложенных не превышает 0,02%.

10. Измерение эффективной массы

Черенковский масс-спектрометр позволяет прямым образом измерять эффективную массу резонанса. Она равна:

$$M^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta), \quad /8/$$

где E_1 , E_2 и θ - соответственно энергии и угол разлета γ -квантов.

Относительная ошибка измерения массы $\Delta M/M = \pm 1,5\%$. Для резонанса с массой $M_\psi = 3,0 \text{ ГэВ}$ $\Delta M_\psi = \pm 45 \text{ МэВ}$.

Точность измерения эффективной массы может быть увеличена за счет кинематических особенностей процесса $\bar{p}p \rightarrow \psi \rightarrow \gamma\gamma$. Действительно, т.к. импульс налетающей частицы равен импульсу резонанса, то эффективная масса резонанса может быть выражена через величины углов вылета частиц распада:

$$\frac{M_\psi}{m_p} = \frac{1}{\sqrt{t_1 t_2}} + \sqrt{t_1 t_2}, \quad /9/$$

где M_ψ - масса резонанса, m_p - масса протона, $t_1 = \frac{\theta_1}{2}$, $t_2 = \frac{\theta_2}{2}$, θ_1 , θ_2 - углы вылета γ -квантов относительно направления падающего антипротона.

В этом случае, учитывая кулоновское рассеяние частиц в мишени и камерах, имеем: $\Delta M_\psi \leq 10 \text{ МэВ}$.

11. Статистика

Расчет статистики производился при следующих значениях величин сечения, числа антипротонов и т.д.

1. Сечение процесса $\bar{p}p \rightarrow \psi \rightarrow \gamma\gamma = 1,3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$.
 2. Поток антипротонов: $N = 5 \cdot 10^4$ в цикле.
 3. Число циклов: $N = 500$ в час.
 4. Длина H_2 -мишени: $L = 100 \text{ см}$.
 5. Геометрическая эффективность установки: $\epsilon_r = 0,08$.
 6. Конверсионная эффективность установки: $\epsilon_k = 0,5$.
- При указанных значениях имеем:
 $N(\bar{p}p \rightarrow \psi \rightarrow \gamma\gamma) = 150 \text{ событий/сутки}$.

12. Оценка величины фоновых процессов

Нами были оценены следующие фоновые процессы:

$$\bar{p} + p \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \pi^0 \gamma, \\ \pi^0 \pi^0, \\ \gamma\gamma \end{array} \right. \quad /10/ \quad \text{/нерезонансное/}$$

При этом были использованы экспериментальные результаты и оценки, полученные в работе /14/ для антипротонов с импульсом $1,47 \text{ ГэВ/с}$. Предполагая, что сечение процессов /10/ меняется с импульсом антипротонов пропорционально $(P)^{-3,5}$, имеем /см. табл. 1/:

Таблица 1

P (ГэВ/с)	Процесс	Сечение $d\sigma/d\Omega _{90^\circ}$ ($\text{см}^2/\text{ср}$)
3,78	$\bar{p} + p \rightarrow \gamma + \gamma$	10^{-33}
	$\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + \gamma$	$0,5 \times 10^{-33}$
	$\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0$	$1,8 \times 10^{-34}$
		$\Sigma \leq 3,7 \times 10^{-33}$
	$\bar{p} + p \rightarrow \psi \rightarrow \gamma\gamma$	$0,5 \times 10^{-31}$

Сумма сечений всех фоновых процессов равна

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{фон}}} \leq 3,7 \times 10^{-33} \text{ см}^2/\text{ср}$$

Учитывая узость резонанса $/\Gamma_{\text{tot}} \sim 10 \text{ МэВ/}$, разрешение по эффективной массе установки $/\Delta M \sim 45 \text{ МэВ/}$ и характер распределения фоновых событий, можно ожидать, что соотношение эффект/фон в области резонанса будет > 80 .

Заключение

По программе исследований намечается проведение измерений при 12 энергиях в области эффективных масс от $2,5$ до $3,5 \text{ ГэВ}$ /интервал 80 МэВ определяет ΔP пучка/.

С учетом времени на настройку аппаратуры и контрольные опыты для проведения эксперимента потребуются около 1000 час ускорительного времени. Наладка установки на канале №11 планируется в 1976 году. Завершение программы измерений ориентировочно предполагается в 1977 году.

Литература

1. I.I.Aubert et al. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 1404 /1974/.
2. I.E.Augustin et al. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 1406 /1974/.
3. C.Bacci et al. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 1408 /1974/.
4. G.S.Abrams et al. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 1453 /1974/.
5. T.Appelquist et al. *Phys.Rev.Lett.*, 34, 365 /1975/.
6. E.Eichten et al. *Phys.Rev.Lett.*, 34, 369 /1975/.
7. А.А.Комар. Письма ЖЭТФ, 21, 309 /1975/.
8. B.W.Lee and C.Quigg. *FNAL preprint 74/110 THY*.
9. H.Braun et al. *Phys.Rev.*, D2, 488 /1970/.
10. H.Braud et al. *Search for Heavy Boson Resonances in pn-Interactions at 5,55 GeV/c. Paper submitted to the Int. Conf. on Elementary Particles, Amsterdam, 1971.*
11. Р.Г.Аствацатуров и др. Препринт ОИЯИ, 13-7964, Дубна, 1974.

12. Ю.В.Заневский и др. Препринт ОИЯИ, P13-8283, Дубна, 1974.
13. Р.Г.Аствацатуров и др. *Nucleonika*, 19, 575 /1974/.
14. D.Hartill et al. *Phys.Rev.*, 184, 1415 /1969/.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 января 1976 года.