

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

T-789

1-90-124

ТРУСОВ  
Сергей Вениаминович

УДК 539.189.2

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА  $\pi^0$ -МЕЗОНА  
НА  $\gamma$ -КВАНТ И АТОМ ПОЗИТРОНИЯ  
И СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНИЕВ  
С УГЛЕРОДОМ

Специальность: 01.04.16 - физика ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1990

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем  
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:  
кандидат физико-математических наук  
кандидат физико-математических наук

А.В.Куликов  
А.В.Купцов

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук  
доктор физико-математических наук

В.Н.Болотов  
В.Н.Первушин

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт  
физики высоких энергий (Серпухов).

Защита состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1990 г. в "\_\_\_" часов  
на заседании Специализированного совета Д-047.01.03 при  
Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных  
исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1990 г.

Ученый секретарь Специализированного совета  
доктор физико-математических наук

Ю.А.Батусов

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. На существующих ускорителях высоких энергий можно получать атомы позитрония ( $A_{2e}$ ) с  $\gamma$ -факторами  $10^3$ - $10^5$  в лабораторной системе координат. Получение позитрониев со столь большими  $\gamma$ -факторами открывает возможность изучать явления, недоступные в других экспериментах: процесс формирования атомов, взаимодействие атомов с веществом в области, где сечение выходит на асимптотическое значение и где ожидается неэкспоненциальная зависимость вероятности диссоциации атомов от пройденного в веществе расстояния.

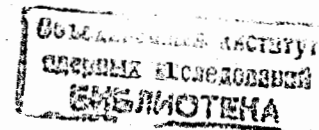
На ускорителях протонов позитронии образуются в основном в распадах  $\pi^0$ -мезонов:  $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$ , при этом  $A_{2e}$  имеет  $\gamma \approx 67$  в системе покоя пиона. Испускание позитрония в распадах элементарных частиц — это единственный доступный для экспериментального изучения процесс образования релятивистской системы в связанном состоянии.

Вероятность атомного распада  $\pi^0$ -мезона связана с коэффициентом конверсии виртуального  $\gamma$ -кванта в атом позитрония, который имеет одно и то же значение практически в любых процессах, сопровождающихся испусканием жестких  $\gamma$ -квантов.

Актуальным является измерение универсального коэффициента конверсии виртуального фотона в атом позитрония, связанной с ним вероятности атомного распада  $\pi^0$ -мезона и изучение взаимодействия релятивистских атомов с веществом.

В диссертации описаны эксперименты по измерению сечения взаимодействия ультрарелятивистских позитрониев с углеродом и измерению вероятности распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$ , конструкция и характеристики широкоапертурного газового порогового черенковского счетчика со сместителем спектра и устройство контроля состава газового наполнения счетчиков, а также ряд программ, использованных при обработке экспериментальных данных.

Цель работы. Диссертация посвящена измерению вероятности распада  $\pi^0$ -мезона на  $\gamma$ -квант и атом позитрония и определению коэффициента



конверсии виртуального фотона в атом позитрония, а также измерению сечения взаимодействия ультрарелятивистских позитрониев с углеродом.

Научная новизна и практическая ценность. Измерена относительная вероятность наиболее редкого из наблюдавшихся распадов элементарных частиц — распада  $\pi^0$ -мезона на  $\gamma$ -квант и атом позитрония и определен коэффициент конверсии виртуального фотона в атом позитрония. Измерено полное сечение взаимодействия ультрарелятивистских позитрониев с углеродом в диапазоне  $\gamma$ -факторов налетающего атома от 800 до 2000. Данные значения на 3 порядка превышают  $\gamma$ -факторы, при которых измерялось сечение атом-атомного взаимодействия в других экспериментах, и соответствуют асимптотической области сечений. Полученные результаты подтверждают правильность современных представлений о теории этих процессов.

Разработанное устройство контроля состава газа емкостным методом может найти применение в различных областях экспериментальной физики и техники. Программы пространственной реконструкции треков частиц в дрейфовых камерах и определения взаимного расположения камер могут использоваться в других экспериментах по физике высоких энергий.

Апробация работы. В диссертации описаны результаты исследований, выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с 1980 по 1989 гг. Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на научных семинарах ЛЯП и ЛВЭ ОИЯИ, НИИЯФ МГУ и ИФВЭ (Серпухов), на 11 координационном совещании Минвуза СССР по физике высоких энергий (Саратов, 1988 г.) и на сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Москва, 1990 г.).

Публикации. Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 6 работах.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения; она содержит 129 страниц, 32 рисунка, 11 таблиц и библиографический список литературы из 103 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дается обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению рождения и свойств  $(e^+e^-)$ ,  $(\pi^+\pi^-)$ ,  $(\pi^+\mu^-)$  и  $(\pi^+k^-)$  атомов. Описаны основные характеристики распада  $\pi^0$ -мезона на  $\gamma$ -квант и атом позитрония и основные свойства образующихся ультрарелятивистских позитрониев. Теоретическое значение отношения вероятности распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$  к вероятности распада на два  $\gamma$ -кванта равно

$\rho_\pi = 1,69 \cdot 10^{-9}$  и связано с универсальным коэффициентом конверсии виртуального фотона в атом позитрония простым соотношением:  $\rho_\pi = 2 \cdot \rho_a$ . Величина  $\rho_a$  остается неизменной практически во всех процессах, где испускаются  $\gamma$ -кванты с энергией много большей массы электрона.

При распаде  $\pi^0$ -мезона испускаются позитронии в триплетном состоянии, их время жизни равно  $1,4 \cdot 10^{-7}$  с. Позитронии с  $\gamma \sim 10^3$  распадаются на длине  $\sim 40$  км, т.е. их можно считать стабильными. Время жизни синглетного позитрония приблизительно на 3 порядка меньше.

При прохождении через поперечное магнитное поле с напряженностью  $n > 1,4 \cdot 10^5 / \gamma$  Э позитронии в основном состоянии разваливаются, для атомов  $A_{2e}$  в первом возбужденном состоянии критическое значение напряженности, при котором происходит развал, на порядок меньше. При прохождении  $A_{2e}$  через более слабое поперечное поле возникают осцилляции между триплетным и синглетным состояниями атома и часть позитрониев аннигилирует.

Позитронии разваливаются при прохождении через тонкие слои вещества: длина свободного пробега  $A_{2e}$  в углероде равна  $\sim 0,1$  мкм. Если атомы обладают настолько большими  $\gamma$ -факторами, что время  $t$  прохождения атома между двумя последовательными неупругими соударениями становится много меньше характерного атомного времени  $t_a = r t_0$  в л.с., то вероятность прохождения атома через слой вещества оказывается больше, чем предсказываемая экспоненциальной зависимостью. При взаимодействии  $A_{2e}$  с углеродом  $t \ll t_a$  уже при  $\gamma \sim 100$ .

При расчете доли позитрониев, выходящих из мишени, необходимо учитывать время формирования  $\tau_\Phi$  атома из  $e^+e^-$  пары. За время  $\tau_\Phi$  система  $e^+e^-$  с  $\gamma = 10^3$  в л.с. пролетает  $\sim 30$  мкм, при этом взаимодействие системы с веществом мишени отличается от взаимодействия с ним сформированного атома. Согласно теоретическим расчетам из углеродной мишени толщиной 1 мкм выходит в  $\sim 2$  раза больше атомов, чем при расчете без учета времени формирования.

В первой главе описаны канал релятивистских позитрониев и экспериментальная установка (рис.1). В прямолинейном промежутке синхротрона У-70 (Серпухов) установлена пленочная углеродная мишень толщиной  $\approx 0,4$  мкм. Позитронии, образующиеся в результате распадов  $\pi^0$ -мезонов, попадают в канал, присоединенный к кольцу ускорителя без перегородок, и на входе в магнит СП-73 разваливаются краевым полем на  $e^-$  и  $e^+$ . Электрон и позитрон регистрируются двумя телескопами, состоящими из дрейфовых камер, сцинтилляционных и черенковских счетчиков.

Для выведения заряженных частиц с импульсами  $p < 3$  ГэВ/с из канала вдоль него на длине  $\approx 23$  м создается поперечное горизонтальное однородное магнитное поле (Н) напряженностью 56 Э (очищающее поле). Позитроны в основном состоянии проходят область поля не развали-

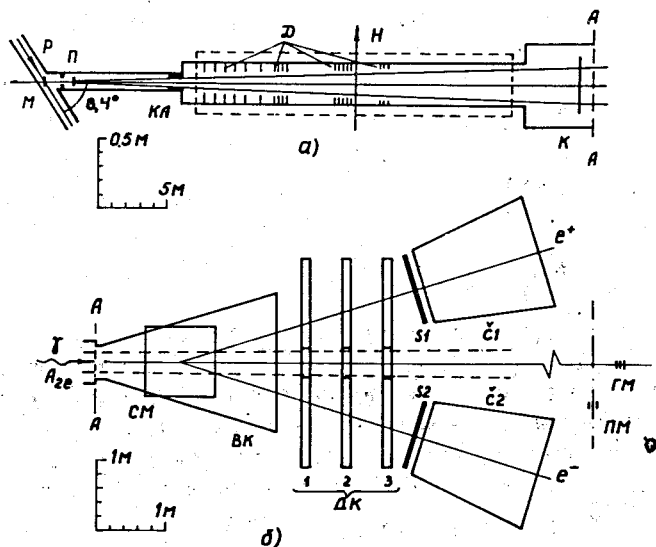


Рис.1. Схема установки. а) схема канала: Р - пучок протонов; М - пленочная мишень; П - углеродная пленка-поглотитель; КЛ - коллиматор; Н - горизонтальное магнитное поле; Д - стальные диафрагмы; К - конвертор из плексигласа; б) схема расположения магнита и детекторов: СМ - полюса магнита СП-73; ВК - вакуумная камера; ДК1 - ДК3 - пакеты дрейфовых камер;  $S_1, S_2$  - сцинтилляционные счетчики;  $C_1, C_2$  - газовые черенковские счетчики; ГМ -  $\gamma$ -монитор; ПМ - подвижный  $\gamma$ -монитор.

ваясь, а позитроны в возбужденных состояниях диссоциируют в этом поле и не регистрируются установкой.

На расстоянии 2,2 м от мишени расположено устройство ввода в канал углеродных пленок-поглотителей, которые использовались при определении сечения взаимодействия атомов с углеродом.

Для проведения калибровочных измерений и определения потока  $\gamma$ -квантов в канал вводился плексигласовый конвертор.

Мониторинг потока  $\gamma$ -квантов осуществлялся телескопом сцинтилляционных счетчиков со свинцовым конвертором, расположенным вблизи оси канала.

Для выделения  $e^+$  и  $e^-$  использовались пороговые черенковские счетчики, конструкция которых показана на рис.2. Черенковское излучение частиц фокусируется двумя зеркалами и попадает через выходные окна из плексигласа с напыленным на них сместителем спектра (р-терфенилом) на фотоумножители ФЭУ-49. Использование сместителя спектра позволило увеличить амплитуду выходного сигнала счетчика в 1.5 раза. Отбор фотоумножителей проводился по результатам исследования их одноэлектронных характеристик.

Счетчики заполнялись фреоном-12 при атмосферном давлении путем продува.

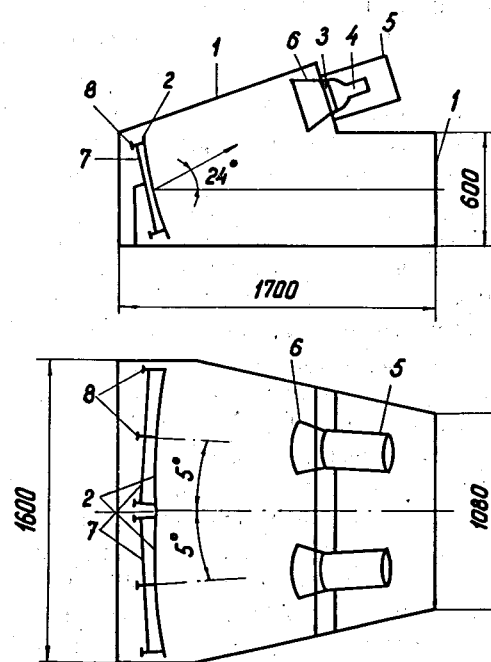


Рис.2. Конструкция счетчика. 1 - съемные стенки, 2 - зеркала, 3 - выходные окна, 4 - фотоумножители, 5 - магнитный экран, 6 - конические отражатели, 7 - рамки, 8 - шпильки.

Эффективность счетчиков к электронам была не хуже 97%, а однородность средней амплитуды по площади входного окна размером  $0,5 \times 1,0$  м<sup>2</sup> - не хуже 8,5%.

Для контроля состава газового наполнения счетчиков было разработано устройство, позволяющее измерять концентрацию фреона-12 в смеси фреон-воздух с точностью 0,3%, что соответствует точности измерения показателя преломления газа -  $7 \cdot 10^{-6}$ . Принцип действия устройства

основан на регистрации изменения емкости конденсатора при изменении диэлектрической проницаемости газа между его обкладками.

В эксперименте использовалась многоуровневая система сбора данных. Триггером первого уровня для регистрации  $e^+e^-$  пар служили совпадения сигналов сцинтилляционных и черенковских счетчиков в обоих телескопах. Затем принятая информация обрабатывалась аппаратным и микропрограммируемым процессорами. Отбор событий как на этом этапе, так и при окончательной обработке накопленной информации, был основан на признаках, которыми обладают  $e^+e^-$  пары от развала  $A_{2e}$  в поле спектрометрического магнита:

- а)  $e^+$  и  $e^-$  испускаются из одной точки на входе в магнит;
- б) отклонения треков позитрона и электрона в вертикальной плоскости от направления на мишень равны нулю;
- в) импульсы электрона и позитрона равны между собой.

Процессоры подавляли фоновые запуски от  $e^+e^-$  пар приблизительно в 90 раз.

Во второй главе рассматривается моделирование спектров  $\gamma$ -квантов и позитрониев, алгоритм реконструкции треков частиц в дрейфовых камерах, процедура определения взаимного расположения камер и моделирование точностных характеристик установки.

На основе анализа экспериментальных работ и известных параметризаций инвариантных сечений рождения  $\pi^0$ -мезонов в протон-протонных и протон-ядерных взаимодействиях были получены параметризации спектра  $\pi^0$ -мезонов, в соответствии с которыми моделировались спектры позитрониев и  $\gamma$ -квантов в канале РП. Приведены распределения  $\pi^0$ -мезонов,  $\gamma$ -кванты и  $A_{2e}$  от распада которых попадают в канал, по поперечному импульсу, скорости и скейлинговой переменной  $x_R = E^*/E_{\max}^*$ , здесь  $E^*$  - энергия  $\pi^0$ -мезона в с.ц.м.,  $E_{\max}^*$  - его максимально возможная энергия.

Алгоритм поиска и проведения треков частиц по координатам сработавших проволок дрейфовых камер основан на вычислении тангенсов наклона отрезков  $\tan \theta_k$ , соединяющих попарно сработавшие проволоки, и поиске групп  $\tan \theta_k$  с близкими значениями. При регистрации одной частицы (в 4, 5 или 6 камерах) может быть найдено от 4 до 12 приблизительно равных значений  $\tan \theta_k$ . Усредняя их, получаем параметр наклона трека  $\overline{\tan \theta_k}$ . Затем для каждой сработавшей проволоки вычисляем координату  $x_1$  пересечения плоскости первой камеры прямой линией с параметром наклона, равным  $\overline{\tan \theta_k}$ , и проведенной через данную проволоку. Среднее значение величин  $x_1$  представляет второй параметр прямой, описывающей трек частицы. Для повышения быстродействия программ использовалась

только целочисленная арифметика, что позволило применить их как на этапе сбора, так и при обработке экспериментальных данных.

Моделирование точностных характеристик установки при регистрации пар от развала позитрония и конверсионных пар было выполнено с учетом динамики образования пар, многократного рассеяния  $e^+$  и  $e^-$  в элементах

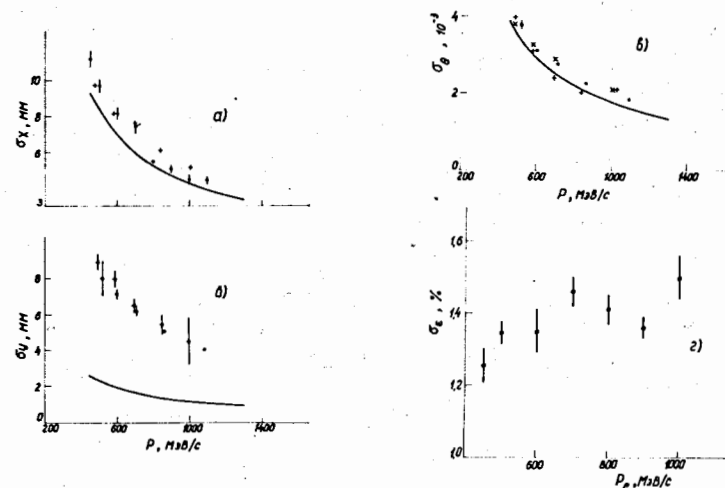


Рис.3. Зависимость точностных характеристик установки от импульса одной из частиц: а) точность определения расстояния между точками входа в магнит  $e^+$  и  $e^-$  по x-координате; б) то же на выходной мембране вакуумной камеры по Y-координате; в) отклонение от направления на мишень треков электрона и позитрона; г) разрешение по величине  $\epsilon = 2(p_1 - p_2)/(p_1 + p_2)$  для пар от развала позитрония, здесь  $p_1$  и  $p_2$  - импульсы электрона и позитрона соответственно; +, x - результаты обработки экспериментальных данных для конверсионных пар; - результаты моделирования для конверсионных пар; сплошная линия - моделирование для пар от развала  $A_{2e}$ .

установки и точности дрейфовых камер. Как видно из рис.3, имеется согласие между результатами моделирования и обработки эксперименталь-

ных данных, набранных при введенном в канал конверторе. Это позволяет сделать вывод о достоверности моделирования точностных характеристик для пар от развала  $A_{2e}$  и использовать их при обработке полученной информации.

Во второй главе описана также процедура определения взаимного расположения дрейфовых камер с использованием информации только о координатах сработавших проволок. Параметры, характеризующие сдвиги и повороты камер относительно двух опорных (положение которых полагалось известным точно), являются неизвестными в переопределенной системе линейных уравнений. Решение этой системы находилось методом главных компонент с отбором наиболее значимых коэффициентов регрессии, что позволило исключить корреляции между параметрами и найти устойчивое решение системы. Отладка программы, реализующей этот алгоритм, проводилась на моделированных событиях, при обработке около 360 тысяч треков точность определения пространственных сдвигов камер относительно опорных составила  $\leq 0,03$  мм, углов поворота —  $\leq 0,05$  мрад. Данная программа использовалась для определения взаимного расположения камер при обработке экспериментальных данных.

В третьей главе описана процедура получения и обработки экспериментальных данных и представлен результат измерения вероятности атомного распада  $\pi^0$ -мезона и определения коэффициента конверсии виртуального  $\gamma$ -кванта в атом позитрония.

Набор информации при регистрации  $A_{2e}$  проводился при величине сброса протонного пучка на мишень  $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$  и длительности сброса 0,8 или 1,5 с, при этом интенсивность полного потока  $\gamma$ -квантов в канале составляла  $\sim 6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Всего записано  $3,7 \cdot 10^6$  событий, им соответствует  $7 \cdot 10^9$   $\gamma$ -квантов, зарегистрированных монитором.

При обработке информации вводился критерий отбора на величину  $r = \left[ \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\xi_i}{\sigma_i} \right)^2 \right]^{1/2}$ , где  $\xi_1 = \Delta x$  — разность  $x$ -координат треков  $e^+$  и  $e^-$  на входе в СП-73,  $\xi_2 = \Delta y$  — разность  $y$ -координат треков на мембране вакуумной камеры,  $\xi_3 = \Delta \text{tg} \theta_1$  и  $\xi_4 = \Delta \text{tg} \theta_2$  — отклонения треков электрона и позитрона в вертикальной плоскости от направления на мишень,  $\sigma_i$  — значения параметров соответствующих распределений по  $\xi_i$ , характеризующие точность измерения  $\xi_i$ .

Требовалось также, чтобы точка испускания  $e^+e^-$  пары принадлежала той области сечения канала, где проходит пучок  $\gamma$ -квантов.

События, прошедшие отбор, гистограммировались по величине  $\epsilon = 2 \cdot (p_1 - p_2) / (p_1 + p_2)$  при различных ограничениях на величину  $r$  (рис.4).

Пары, возникшие при диссоциации позитрония в поле СП-73, формируют узкий пик вблизи  $\epsilon=0$  со среднеквадратичным отклонением  $\sigma_\epsilon = 0,015 \pm 0,003$ , что совпадает с полученным по результатам моделирования значением  $\sigma_\epsilon = 0,014 \pm 0,001$ .

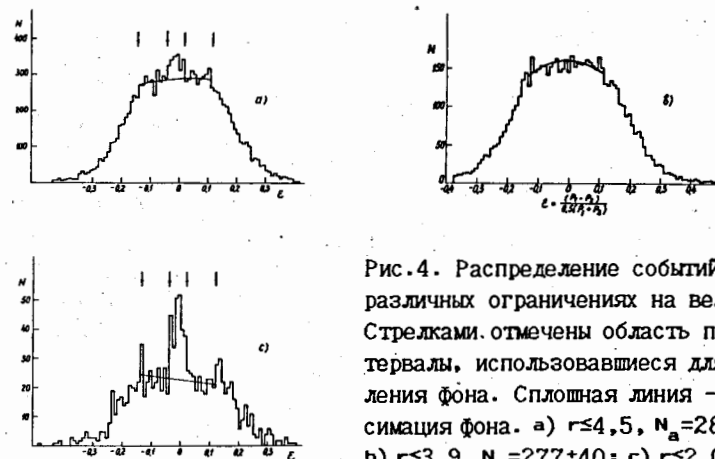


Рис.4. Распределение событий по  $\epsilon$  при различных ограничениях на величину  $r$ . Стрелками отмечены область пика и интервалы, использовавшиеся для определения фона. Сплошная линия — аппроксимация фона. а)  $r \leq 4,5$ ,  $N_a = 281 \pm 48$ ; б)  $r \leq 3,9$ ,  $N_a = 277 \pm 40$ ; в)  $r \leq 2,0$ ,  $N_a = 124 \pm 16$ .

Число пар от развала  $A_{2e}$  находилось как разность полного числа и числа фоновых событий  $N_\Phi$  в интервале шириной  $\sim 4\sigma_\epsilon$  вблизи  $\epsilon=0$ . Значение  $N_\Phi$  вычислялось с помощью аппроксимации распределения по  $\epsilon$  полиномом второй степени в соседних с пиком интервалах шириной 0,10 каждый.

Процедура определения количества атомов ( $N_a$ ) не находит превышения событий над фоном в тех случаях, когда его и не должно быть, например: в распределении по  $\epsilon$  для конверсионных пар, в распределении событий, используемых для поиска  $A_{2e}$ , но в области, где вероятность появления  $A_{2e}$  мала (рис.5), и т.п.

Зависимость  $N_a$  от ограничения на величину  $r$  показана на рис.6. Там же показана зависимость числа зарегистрированных конверсионных пар с близкими импульсами ( $|\epsilon| < 0,1$ ) от ограничения на величину  $r_k$ , которая вычислялась аналогично  $r$ , но в качестве среднеквадратичных отклонений  $\sigma_i$  использовались значения, полученные при моделировании регистрации конверсионных пар. Ограничение  $|\epsilon| < 0,1$  позволяет отобрать такие пары  $e^+e^-$ , для которых вероятность попадания в детекторы близка к аналогичной вероятности для пар от развала  $A_{2e}$ .

Для определения потока  $\gamma$ -квантов в том же импульсном диапазоне, в котором детектируются позитронии, проводилась регистрация конвер-

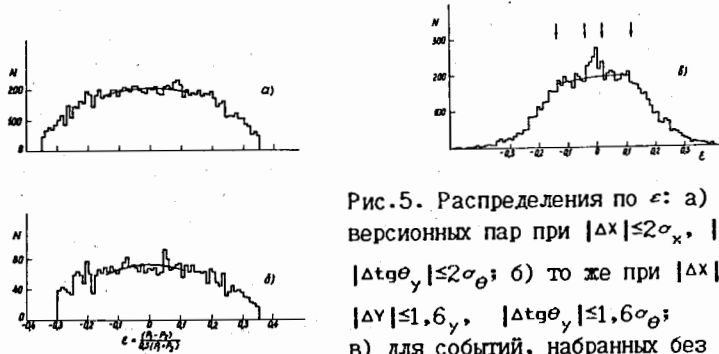


Рис.5. Распределения по  $\epsilon$ : а) для конверсионных пар при  $|\Delta x| \leq 2\sigma_x$ ,  $|\Delta y| \leq 3\sigma_y$ ,  $|\Delta \text{tg} \theta_y| \leq 2\sigma_\theta$ ; б) то же при  $|\Delta x| \leq 1,0\sigma_x$ ,  $|\Delta y| \leq 1,6\sigma_y$ ,  $|\Delta \text{tg} \theta_y| \leq 1,6\sigma_\theta$ ; в) для событий, набранных без конвертора при  $2 < \frac{\Delta x}{\sigma_x} < 3$ ,  $3 < \frac{\Delta y}{\sigma_y} < 5$  и  $3 < \frac{\text{tg} \theta}{\sigma_\theta} < 5$ .

сионных пар при введении в канал конверторе. Чтобы перейти от измеренного числа пар к числу фотонов, было вычислено сечение конверсии  $\gamma$ -кванта в высокоэнергетическом приближении с использованием нерелятивистских формфакторов Хартри-Фока. Вероятность рождения пары на плексигласовом конверторе толщиной  $(0,62 \pm 0,02)$  мм составила  $(5,73 \pm 0,17) \cdot 10^{-5}$  при  $|\epsilon| < 0,1$ .

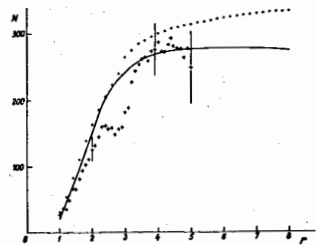


Рис.6. Зависимость числа зарегистрированных атомов позитрония и конверсионных пар от ограничения на  $r$ ; + - число атомов; · - число  $\gamma$ -квантов; сплошная линия - число  $\gamma$ -квантов после вычитания фона. Для удобства сравнения данные для  $\gamma$ -квантов нормированы на число атомов  $N_a = 277$ .

Относительная вероятность  $\rho_\pi = 2 \cdot \rho_a$  атомного распада  $\pi^0$ -мезона определялась по отношению числа зарегистрированных атомов  $N_a = 277 \pm 40$  к потоку  $\gamma$ -квантов, нормированному на соответствующие показания  $\gamma$ -монитора, при  $r < 3,9$ . Поток  $\gamma$ -квантов вычислялся на основе рассчитанной вероятности конверсии и числа зарегистрированных пар  $N_\pi = 1366 \pm 42$ .

Вводился также ряд поправок: часть  $A_{2e}$  разрушается в мишени, выходит из нее  $(99,2 \pm 0,4)\%$  атомов;  $(10,7 \pm 0,8)\%$  атомов аннигилирует в очищающем магнитном поле; потери атомов из-за наложения ограничения на интенсивность потока  $\gamma$ -квантов  $N_\gamma > 1,2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  составили  $(4 \pm 3)\%$ ; отношение вероятностей попадания в детекторы пар от развала  $A_{2e}$  и конверсионных пар равно  $(0,98 \pm 0,02)$ . Эффективность регистрации установочной пар от развала  $A_{2e}$  и конверсионных пар одинакова и исключается из выражения для  $\rho_\pi$ .

С учетом перечисленных выше поправок получен коэффициент внутренней конверсии фотона в атом позитрония, находящийся в основном состоянии:  $\rho_a(1s) = (0,76 \pm 0,12) \cdot 10^{-9}$ , что совпадает с теоретическим значением  $\rho_a(1s) = 0,70 \cdot 10^{-9}$ .

Принимая во внимание образование атомов позитрония также и в возбужденных состояниях, для коэффициента внутренней конверсии фотона в атом позитрония получаем:  $\rho_a = (0,92 \pm 0,14) \cdot 10^{-9}$  и для относительной вероятности атомного распада  $\pi^0$ -мезона соответственно имеем:  $\rho_\pi = (1,84 \pm 0,29) \cdot 10^{-9}$ , что согласуется с экспериментальной оценкой  $\rho_\pi = (1 \pm 2) \cdot 10^{-9}$ , полученной ранее, и теоретическим значением этой величины:  $1,69 \cdot 10^{-9}$ .

В четвертой главе описан эксперимент по измерению сечения взаимодействия ультрарелятивистских атомов позитрония с углеродом. Для определения сечения был выполнен набор информации с введенной в канал углеродной пленкой. Условия измерения при этом были такие же, как и в отсутствие поглощающей пленки. Нормированное на показания  $\gamma$ -монитора отношение числа зарегистрированных атомов, прошедших через поглощающую пленку, к числу атомов в отсутствие поглотителя позволяет определить искомое сечение.

Измерения с введенным поглотителем и без поглотителя чередовались для уменьшения систематических ошибок. Использовались три поглощающих пленки с толщинами 22,0, 19,6 и 21,9 мкг/см<sup>2</sup> ( $\approx 0,1$  мкм). Поскольку толщины пленок близки, а число выделенных  $A_{2e}$  мало, мы не разделяли события на группы в соответствии с толщиной поглотителя. Полагали, что имеется одна поглощающая пленка, толщина которой равна усредненному с учетом показаний  $\gamma$ -монитора значению толщин всех поглотителей:  $(21,4 \pm 0,8)$  мкг/см<sup>2</sup>.

Углеродные пленки армировались сеткой из проволоки диаметром 40 мкм с шагом 1,5 мм. Потери позитрониев из-за попадания в проволоку составили по расчетам  $(5 \pm 1)\%$ . При введении в канал поглотителя было записано  $2,7 \cdot 10^6$  событий.

Для исключения ошибки, связанной с произвольностью выбора значения критерия на величину  $r$ , при котором определяется коэффициент пропускания позитрониев углеродной пленкой, вся набранная информация была разделена на три статистически независимые группы по величине  $r$  (табл.1).

Таблица 1. Результаты обработки для разных диапазонов  $r$ .

		I $0 \leq r < 1,6$	II $1,6 \leq r < 2,5$	III $2,5 \leq r < 3,3$
Без поглотителя	$N_a$	$64,4 \pm 10,5$	$68,2 \pm 14,6$	$60,0 \pm 18,9$
	$N_{\Phi}$	$42,6 \pm 1,5$	$136,8 \pm 2,7$	$236,0 \pm 6,4$
С поглотителем	$N_a^{\Pi}$	$11,9 \pm 7,6$	$10,9 \pm 13,2$	$8,8 \pm 16,6$
	$N_{\Phi}^{\Pi}$	$44,1 \pm 1,5$	$141,1 \pm 4,6$	$231,0 \pm 6,0$
Коэффициент пропускания	$K$	$0,253 \pm 0,168$	$0,219 \pm 0,270$	$0,201 \pm 0,384$

Коэффициент пропускания  $K$  определялся независимо в каждой группе по формуле:  $K = \frac{N_a^{\Pi}}{N_a} \cdot R$ , где  $N_a^{\Pi}$  и  $N_a$  – количество выделенных в данной группе позитрониев в измерениях с поглотителем и без него,  $R = 1,37 \pm 0,07$  – нормировочный коэффициент, учитывающий различие в потоках  $\gamma$ -квантов в этих измерениях и поглощение позитрониев в сетке, армирующей углеродную пленку. В табл.1  $N_{\Phi}^{\Pi}$  и  $N_{\Phi}$  – количество фоновых событий под пиком.

Как видно из табл.1, значения  $K$ , полученные в разных группах, согласуются между собой. Было проведено усреднение величин  $K$  из первых двух групп и получено средневзвешенное значение  $K = 0,24 \pm 0,14$ . Информация из группы 3 при усреднении не учитывалась из-за худших фоновых условий.

Используя полученное значение  $K$ , мы рассчитали (с учетом неэкспоненциальности поглощения позитрониев в веществе) длину свободного пробега:  $\lambda_{\sigma} = (12_{-6}^{+7})$  мкг/см<sup>2</sup> и сечение взаимодействия позитрониев с углеродом  $\sigma_t = (16_{-6}^{+16}) \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/атом.

Поглощающие пленки содержали 10% примеси кислорода (от веса углерода) и менее 1% примеси кремния и более тяжелых элементов. С учетом примесей полученное значение  $\sigma_t$  следует уменьшить на 2%.

Значение коэффициента пропускания было определено также для углеродной пленки толщиной  $(46 \pm 1)$  мкг/см<sup>2</sup> в серии измерений, предшествовавшей описанной выше, и получены значения  $\lambda_{\sigma} = (7_{-7}^{+28})$  мкг/см<sup>2</sup> и  $\sigma_t = (28_{-23}^{+\infty}) \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/атом, которые не противоречат результатам основного эксперимента. Большая величина ошибок измерения объясняется существенно худшими фоновыми условиями и большей толщиной поглотителя, которая была выбрана исходя из имевшихся на момент проведения эксперимента расчетов сечения взаимодействия, почти в два раза занижавших величину  $\sigma_t$ .

Основной вклад в сечение взаимодействия дают ионизация ( $\sim 0,7\sigma_t$ ) и возбуждение позитрония ( $\sim 0,3\sigma_t$ ). Оценка других каналов взаимодействия показывает их пренебрежимо малую роль. Таким образом, полученное нами сечение является полным сечением взаимодействия позитрония с углеродом, а его величина не противоречит теоретическому значению  $\sigma_t^T = 5,74 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/атом. Измерения выполнены при  $\gamma$ -факторах налетающего атома от 800 до 2000, что на 3 порядка превышает значения, при которых проводились другие эксперименты по изучению атом-атомного взаимодействия.

#### Основные результаты, полученные в диссертации:

1. Измерена вероятность наиболее редкого из наблюдавшихся распадов элементарных частиц – распада  $\pi^0$ -мезона на  $\gamma$ -квант и атом позитрония:  $\rho_{\pi} = (1,84 \pm 0,29) \cdot 10^{-9}$ , результат измерения согласуется с теоретическим значением  $\rho_{\pi}^T = 1,69 \cdot 10^{-9}$ . Определено значение универсального коэффициента конверсии виртуального фотона в атом позитрония в радиационных процессах:  $\rho_a = (0,92 \pm 0,14) \cdot 10^{-9}$ , связанного с  $\rho_{\pi}$  соотношением  $\rho_a = 1/2 \cdot \rho_{\pi}$ .

2. Впервые измерено полное сечение атом-атомного взаимодействия при значениях гамма-факторов налетающего атома от 800 до 2000, на три порядка превышающих  $\gamma$ -факторы, при которых выполнены измерения в других экспериментах по изучению атом-атомных соударений. Полученное значение сечения взаимодействия релятивистских атомов позитрония с углеродом в асимптотической области  $\sigma_t = (16_{-6}^{+16}) \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/атом не противоречит теоретическому значению  $\sigma_t^T = 5,74 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/атом этой величины.

3. Разработаны и изготовлены газовые пороговые черенковские счетчики для выделения электронов и позитронов в диапазоне импульсов от 100 до 2000 МэВ/с. Исследованы одноэлектронный режим работы ФЭУ-49 и влияние сместителя спектра на амплитуду выходного сигнала счетчика.



При размере входного окна  $500 \times 1000 \text{ мм}^2$  эффективность счетчиков составляла 97 – 98%. Разброс амплитуд выходных сигналов (средне-квадратичное отклонение), усредненных по различным участкам входного окна, составлял 6,3% – 8,5%.

4. Разработано устройство контроля состава газа, позволяющее определять концентрацию фреона-12 в смеси фреон-воздух емкостным методом с точностью 0,3%, что соответствует точности измерения показателя преломления газа  $7 \cdot 10^{-6}$ . Устройство использовалось для контроля состава газового наполнения черенковских счетчиков.

5. Создана программа проведения треков по координатам сработавших проволок дрейфовых камер с использованием только целочисленной арифметики для обработки экспериментальных данных. Упрощенный вариант программы использовался на этапе сбора данных для отбора событий и контроля трековой эффективности камер.

6. Разработана программа определения взаимного положения дрейфовых камер без использования информации о временах дрейфа. Параметры, определяющие положение камер, находятся как решение переопределенной системы линейных уравнений методом главных компонент с отбором наиболее значимых коэффициентов регрессии. В результате получено устойчивое решение задачи определения параметров, необходимых для реконструкции треков в камерах, и исключены корреляции между параметрами, определяющими расположение камер, и параметрами дрейфовых функций.

7. Выполнено моделирование точности измерения координат и импульсов для электрона и позитрона от развала  $A_{2e}$  и для пар от конверсии  $\gamma$ -квантов с учетом динамики образования конверсионных пар и многократного рассеяния в элементах установки. Совпадение результатов моделирования и эксперимента при определении точности восстановления координат испускания конверсионных  $e^+e^-$  пар позволило сделать вывод о достоверности моделирования регистрации пар от развала позитрония. Полученные при моделировании результаты использовались при обработке экспериментальных данных.

Материалы диссертации опубликованы в работах:

1. Горчаков О.Е., Карпухин В.В., Куликов А.В., Сидорова В.И., Трусов С.В. – Широкоапертурный газовый черенковский счетчик со сместителем спектра. ПТЭ, 1984, т.1, с.77.
2. Карпухин В.В., Куликов А.В., Трусов С.В. – Устройство контроля состава газа. ПТЭ, 1985, т.1, с.208.

3. Куликов А.В., Трусов С.В. – Использование ФЭУ-49 в одноэлектронном режиме. ПТЭ, 1981, т.3, с.161.
4. Трусов С.В. – Феноменологический расчет инвариантных сечений образования  $\pi$ -мезонов в  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 70 ГэВ. Сообщение ОИЯИ Р2-85-179, Дубна, 1985.
5. Afanasyev L.G., Chvyrov A.S., Frolikov S.M., Gorchakov O.E., Gubrienko K.I., Karpukhin V.V., Komarov V.I., Kolomyichenko A.V., Kotov V.I., Kruglov V.V., Kulikov A.V., Kuptsov A.V., Nemenov L.L., Nikitin M.V., Pustyl'nik Zh.P., Shumakov M.N., Trusov S.V. – Measurement of the Branching Ratio for the  $\pi^0$  Meson Decay into a Photon and a Positronium Atom. Preprint JINR E1-89-593, Dubna, 1989.
6. Афанасьев Л.Г., Балалыкин Н.И., Горчаков О.Е., Губриенко К.И., Карпухин В.В., Комаров В.И., Коломыйченко А.В., Котов В.И., Круглов В.В., Куликов А.В., Купцов А.В., Неменов Л.Л., Никитин М.В., Пустыльник Ж.П., Скрыпник А.В., Трусов С.В., Чвыров А.С., Шумаков М.Н., Фроликов С.М. – Измерение сечения взаимодействия ультрарелятивистских атомов позитрония с углеродом. ЯФ, 1989, т.50, с.7.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 февраля 1990 года.