

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A941

P1-88-741

Л.Г.Афанасьев, Н.И.Балалыкин, О.Е.Горчаков,¹
К.И.Губриенко,² В.В.Карпухин, В.И.Комаров,
А.В.Коломыйченко, В.И.Котов,² В.В.Круглов,
А.В.Куликов,¹ А.В.Купцов, Л.Л.Неменов,
М.В.Никитин, Ж.П.Пустыльник, А.В.Скрыпник,
С.В.Трусов,¹ А.С.Чвыров, М.Н.Шумаков,
С.М.Фроликов

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ АТОМОВ
ПОЗИТРОНИЯ С УГЛЕРОДОМ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ,
Москва

² Институт физики высоких энергий, Серпухов

1988

ВВЕДЕНИЕ

Исследование прохождения релятивистских атомов через вещество позволяет изучать механизм взаимодействия составных систем при высоких энергиях. Особое значение имеют опыты с простейшими атомами, состоящими из элементарных частиц, связанных кулоновским потенциалом: e^-p , e^-e^+ , $\mu^-\pi^+$ и т.д. В этом случае одна из взаимодействующих систем — элементарный атом — описывается точно, что уменьшает погрешности соответствующих теоретических расчетов.

В настоящее время основой теоретического анализа сечений взаимодействия элементарных атомов с атомами вещества служит нерелятивистское борновское приближение. Это приближение применимо при условии $P/2M \gg E_{\max}$, где P — импульс налетающего элементарного атома с массой M , а E_{\max} — максимальная энергия связи электронов в атоме мишени. Применимость нерелятивистского подхода при высоких энергиях обусловлена преобладанием вклада электрической части взаимодействия в поперечные сечения ^{/1/}. В таком приближении теория предсказывает простую энергетическую зависимость сечений взаимодействия ^{/2/}:

$$\sigma_l(T) = \sigma_{ol} / \beta^2 = \sigma_{ol} \gamma^2 (\gamma^2 - 1)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь β — скорость налетающего атома в лабораторной системе, T — его кинетическая энергия, σ_l — полное сечение или сечение любого возможного канала взаимодействия, σ_{ol} — асимптотическое значение соответствующего сечения, величина которого зависит от типа сталкивающихся атомов. Для атома водорода, взаимодействующего с атомами легких элементов, зависимость (1) выполняется, начиная с энергии в несколько МэВ. Отсутствие логарифмического роста сечений, характерного для взаимодействия заряженных частиц с атомами, связано с быстрым спадом потенциала поля налетающего атома на больших расстояниях.

До настоящего времени экспериментальные данные об атом-атомных соударениях ограничивались областью сравнительно низких энергий. Максимальное значение $\gamma \approx 1,2$ было достигнуто в экспериментах с атомами водорода ^{/3/}. При таком γ -факторе сечение взаимодействия водорода с веществом еще в ≈ 3 раза превышает асимптотическое значение. Измеренные с 10-процентной точностью ^{/3-5/} сечения взаимодействия водорода с атомами легких элементов согласуются с расчетными. Поэтому относительная точность 10% может считаться верхней оценкой погрешности теоретических расчетов. В области $\gamma \gg 1$ вопрос о проверке энергетической зависимости (1) и точности вычисляемых асимп-

оптических сечений σ_{01} остается открытым. Поэтому экспериментальная проверка точности описания атом-атомных процессов при таких γ -факторах редставляет значительный интерес.

Выход в новую энергетическую область позволяет наблюдать новые особенности атомных соударений. Так, при больших γ -факторах качественно меняется характер взаимодействия атома с конденсированным веществом. В работе /6/ было обращено внимание на тот факт, что при достаточно больших значениях γ время t прохождения атома между двумя последовательными неупругими столкновениями может стать много меньше характерного атомного времени в лабораторной системе $\tau = \gamma \tau_0$, то есть

$$\gamma \tau_0 \ll 1. \quad (2)$$

В этом случае вероятность прохождения атома через слой вещества оказывается большей, чем следует из обычной экспоненциальной зависимости. Такое явление было названо в /6/ сверхпроницаемостью.

Для позитрония, обозначаемого далее A_{2e} , характерное атомное время $\tau_0 = 4,8 \cdot 10^{-17}$ с, длина свободного пробега в углероде $\lambda = 0,1$ мкм и условие (2) выполняется уже при $\gamma \approx 100$.

Теория взаимодействия ультрарелятивистских атомов позитрония с веществом сформулирована в работах /7,8/. Количественный расчет /8/ показал, что уже при толщине пленки $L = 2,5 \lambda$ отклонение от экспоненциального закона поглощения достигает 100%, поэтому учет явления сверхпроницаемости необходим для получения правильного значения λ из данных по ослаблению пучка A_{2e} в поглотителях.

Обсуждаемый эффект сверхпроницаемости имеет в своей основе более общее явление неупругого экранирования, на необходимость учета которого в адрон-ядерных взаимодействиях указывалось еще в конце 60-х годов /9/. Эксперименты с ультрарелятивистскими элементарными атомами в принципе позволяют изучить механизм неупругого экранирования в случае, когда элементарные акты взаимодействия определяются наиболее изученным электромагнитным взаимодействием.

Экспериментальные исследования с ультрарелятивистскими атомами водорода ограничены из-за сложности получения таких атомов. Используемый в настоящее время метод обдирки ускоренных ионов H^- в тонких пленках позволяет получать атомы водорода с энергией до нескольких сотен МэВ. Получение атомов с более высокой энергией связывается с методом электронного охлаждения пучка протонов. Этим методом получены атомы водорода с энергией $E = 15+85$ МэВ /10/. Обсуждается возможность создания ускорителя протонов на энергию до 7 ГэВ /11/ с электронным охлаждением, который может служить источником атомов водорода.

Существенное увеличение γ -фактора возможно при переходе к атомам, состоящим из элементарных частиц более легких, чем протон. В экспериментах /12,13/ были зарегистрированы π -атомы, возникающие при распаде π^0 -мезонов. Энергетическое распределение этих атомов имело максимум

в районе $\gamma = 150$, наибольшее значение $\gamma \approx 390$. Особенно высокие значения γ достигаются при генерации релятивистских атомов позитрония A_{2e} , имеющих малую массу покоя. Теоретически изученными источниками релятивистских A_{2e} являются распады /14/

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}, \quad (3)$$

реакции фоторождения /15-18/

$$\gamma + A \rightarrow A_{2e} + A \quad (4)$$

и электророждения /19,20/

$$e + A \rightarrow A_{2e} + e + A. \quad (5)$$

Эти процессы позволяют генерировать позитронии с γ -факторами до 10^5 .

К настоящему времени в интервале $800 \leq \gamma \leq 2000$ /21/ зарегистрированы A_{2e} , возникающие в распаде (3).

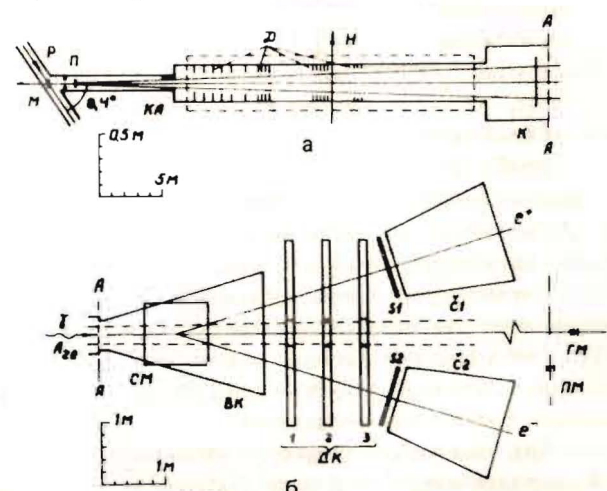
Цель настоящей работы состоит в определении полного сечения взаимодействия A_{2e} с атомами углерода путем измерения коэффициента пропускания атомов позитрония углеродными пленками при $800 \leq \gamma \leq 2000$. Значения γ -факторов в исследуемой области на три порядка превышают максимальную величину γ , при которой ранее изучались взаимодействия атомов с атомами.

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились на канале релятивистских позитрониев /22,23/ ускорителя У-70 Института физики высоких энергий. Использовалась схема генерации и детектирования позитрониев (рис.1), описанная в /21/.

Рис.1. Схема установки:

а) схема канала: Р — пучок протонов; М — пленочная мишень; П — 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, ДК2, ДК3 — пакеты дрейфовых камер; S1, S2 — сцинтилляционные счетчики; С1, С2 — газовые черенковские счетчики; ГМ — γ -монитор, ПМ — подвижный γ -монитор.



Мишень в виде углеродной пленки толщиной $\approx 0,4$ мкм вводилась во внутренний протонный пучок с энергией 70 ГэВ в прямолинейном промежутке У-70. Ультррелятивистские позитроны образовывались в результате распада (3) π^0 -мезонов, возникающих в мишени. Позитроны попадали в канал, расположенный под углом $8,4^\circ$ к протонному пучку и присоединенный к вакуумной камере ускорителя без перегородок. Длина канала — 40 м. Угловой аксептанс канала задавался коническим коллиматором, расположенным в 10 м от мишени, и составлял $3,8 \cdot 10^{-5}$ ср (диаметр пучка в конце канала — 30 см).

Начальная часть канала экранирована от рассеянных магнитных полей ускорителя. Экранировка снижала величину этих полей до значений менее 0,5 Э. Для вывода заряженных частиц из пучка перпендикулярно оси канала на длине ≈ 23 м создано однородное горизонтальное магнитное поле напряженностью 56 Э (очищающее поле). При этом из пучка выводились частицы с импульсами до 3 ГэВ/с, в то же время позитроны с импульсами до 2,5 ГэВ/с проходили область поля без диссоциации на свободные e^+ , e^- . Канал завершается вакуумной камерой, помещенной в зазор спектрометрического магнита СП-73 ($H = 4600$ Э). Выходное окно (200x40 см) вакуумной камеры изготовлено из дюралюминия толщиной 0,8 мм.

Перед магнитом СП-73 расположено устройство ввода конвертора из плексигласа толщиной 0,92 мм ($2,7 \cdot 10^{-3}$ радиационной длины). Введенный конвертор перекрывал сечение канала и являлся источником e^+e^- -пар, генерированных γ -квантами пучка. Такие пары использовались для определения положения пучка γ -квантов на входе в магнит, а также для определения точностных характеристик и эффективности детекторов. Пространственное распределение γ -квантов и A_{2e} на входе в магнит совпадают.

Спектрометрический магнит СП-73 краевым полем разваливает атом позитрония и разводит образовавшиеся e^+ и e^- в горизонтальной плоскости. Электрон и позитрон регистрируются двумя телескопами, состоящими из дрейфовых камер (ДК), сцинтилляционных (S) и черенковских (С) счетчиков. Импульсы позитрониев, регистрируемых установкой^{/21/}, находятся в интервале 800 ÷ 2000 МэВ/с.

Дрейфовые камеры каждого телескопа содержат по 6 плоскостей с сигнальными проволоками в горизонтальной (X) и вертикальной (Y) плоскостях. Система съема информации с ДК позволяет регистрировать в одном событии до двух частиц в каждом плече спектрометра^{/24/}.

Поток A_{2e} в канале пропорционален потоку γ -квантов. Мониторинг пучка γ -квантов осуществлялся расположенным на оси канала телескопом (ГМ) сцинтилляционных счетчиков со свинцовым конвертором размером 2x2 см. Подвижный телескоп счетчиков (ПМ) аналогичной конструкции служил для определения положения пучка γ -квантов во время измерений.

Для получения данных о взаимодействии релятивистских позитрониев с веществом в начальной части канала в 2,2 м от мишени расположено устройство ввода в пучок углеродных поглотителей. Поглотители представляют собой углеродные пленки толщиной около 0,1 мкм (21 ± 1) мкг/см²), полностью

перекрывающие сечение пучка. Пленки были армированы металлическими нитями диаметром 40 мкм. Площадь, перекрываемая нитями, составляла 5% от сечения пучка.

При взаимодействии с атомом углерода позитроний ионизуется или возбуждается. Возбужденный позитроний с импульсом более 230 МэВ/с диссоциирует в очищающем поле канала на e^+ и e^- . Таким образом, все провзаимодействовавшие с поглотителем позитронии с импульсом больше 230 МэВ/с превращаются в свободные e^+ и e^- , которые выводятся из пучка очищающим магнитным полем. Сравнение числа зарегистрированных позитрониев в измерениях с поглотителем и без поглотителя позволяет получить полное сечение взаимодействия релятивистских атомов A_{2e} с углеродом.

2. СИСТЕМА СБОРА ИНФОРМАЦИИ И ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЙ

Электрон и позитрон, возникающие при диссоциации A_{2e} в поле СП-73, обладают рядом характерных признаков, позволяющих выделить эти пары из фона, несмотря на то, что число позитрониев на 9 порядков меньше количества γ -квантов в пучке:

1. Углы треков e^+ и e^- относительно горизонтальной плоскости малы и равны между собой, а продолжения треков направлены в мишень.

2. Треки исходят из одной точки (точки диссоциации), расположенной вблизи входа в магнит в области сечения канала, где проходит пучок γ -квантов.

3. Импульсы электрона и позитрона равны между собой.

В действительности эти условия выполняются только приблизительно из-за наличия многократного рассеяния и конечной точности измерений, что будет рассмотрено далее. Критерии отбора, соответствующие перечисленным признакам, частично используются уже при организации триггера для уменьшения числа записываемых на магнитную ленту событий.

Триггер первого уровня формировался при совпадении сигналов сцинтилляционных и черенковских счетчиков: $(S_1 \overset{\vee}{C}_1) \cdot (S_2 \overset{\vee}{C}_2)$. При этом эффективно выделялись электрон-позитронные пары. Триггер второго уровня вырабатывался быстрым процессором (Y-процессором)^{/25/}, который анализировал информацию о вертикальных координатах треков. Y-процессор отбирал такие события, когда e^+ и e^- регистрировались не менее чем в четырех Y-плоскостях дрейфовых камер каждого телескопа и Y-координаты различались не более чем на 4 см (использованы свойства горизонтальности треков и вылета из одной точки по Y-координате). Время решения Y-процессора — 8 мкс, коэффициент подавления фона — ≈ 12 .

Триггер третьего уровня формировался при положительном решении микропрограммируемого процессора (МПП)^{/26/}, который анализировал информацию об X-координатах треков: о наличии треков e^+ и e^- в X-плоскостях, приблизительно равенстве углов ϕ_+ , ϕ_- треков с осью канала,

а также о близости \vec{X} -координат на входе в магнит. Во время сброса на мишень МПП по упрощенному алгоритму отбирал события, вводя критерий $\phi_+ \approx \phi_-$. Время решения на этом этапе — 700 мкс, коэффициент подавления фона — $\approx 2,2$. В паузе между сбросами с помощью более точного алгоритма эти же условия накладывались более жестко и вводилось ограничение на вычисляемую разность \vec{X} -координат треков на входе в магнит. Время решения в паузе — 2,5 мс, коэффициент подавления — $\approx 2,5$. Таким образом, при отборе событий с помощью МПП используются свойства равенства импульсов и вылета частиц из одной точки по \vec{X} -координате. Оба процессора — \vec{Y} -процессор и МПП — обрабатывают информацию только о номерах сработавших проволок.

События, прошедшие все три уровня отбора, записывались на магнитную ленту. Для каждого из них основная информация в объеме 81 шестнадцатирядного слова содержала номера сработавших проволок и времена дрейфа в камерах, амплитуды и времена появления сигналов сцинтилляционных и черенковских счетчиков, длительность интервала времени между данным и предшествующим событиями и число γ -квантов, зарегистрированных телескопом γ -монитора (ГМ) в этом интервале.

Система сбора информации позволяла принимать и записывать до 600 событий за цикл ускорителя и накапливать около ста гистограмм для контроля работы аппаратуры в ходе набора статистики [27].

Величина сброса протонного пучка на мишень поддерживалась на уровне 10^{11} с^{-1} (длительность сброса $0,8 \div 1,5 \text{ с}$) и ограничивалась загрузками дрейфовых камер ($\approx 10^8 \text{ с}^{-1}$). Интенсивность полного потока γ -квантов в канале составляла при этом $\approx 6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Среднее число триггеров 1-го уровня равнялось $\approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Подавление фоновых событий процессорами снижало число записываемых на магнитную ленту событий до ≈ 35 1/цикл при $\tau_{\text{сброс}} = 1,5 \text{ с}$.

Измерения с введенным поглотителем и без поглотителя чередовались для уменьшения систематических ошибок. Калибровки с введенным конвертором проводились при разных значениях интенсивности пучка для определения зависимости эффективности и точностных характеристик установки от загрузки. Положение пучка систематически контролировалось с помощью подвижного монитора.

3. РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ A_{2e}

Особенностью постановки эксперимента является отсутствие трековых детекторов перед спектрометрическим магнитом. Поэтому при геометрической реконструкции событий и определении импульсов предполагалось, что все зарегистрированные камерами частицы исходят из мишени, расположенной на оси канала.

С помощью моделирования для частиц, вылетающих из мишени, с учетом топографии магнитного поля СП-73 была найдена аналитическая зависимость импульсов и координат e^+ и e^- на входе в магнит от параметров треков

на выходе из магнита. Используя эту зависимость, для каждой частицы после реконструкции трека в выходной части установки можно определить ее импульс и координаты на входе в магнит [28].

Из-за наличия горизонтальной составляющей напряженности поля СП-73, которая не учитывалась при моделировании, необходимо корректировать параметры треков. Значения поправок были определены экспериментально с использованием e^+e^- -пар, рожденных в конверторе, и описаны аналитической зависимостью от координат и импульса частицы [28].

Для выделения позитрониев и подавления фона вводились критерии отбора с учетом характерных для A_{2e} признаков 1 и 2. Признак 3 — равенство импульсов e^+ и e^- — использовался на последнем этапе для окончательного выделения позитрониев после применения всех других критериев.

Критерии отбора вводились по следующим параметрам событий (индексы 1 и 2 относятся к позитрону и электрону соответственно):

$\Delta X = X_1 - X_2$ — разность X -координат на входе в магнит;

$\Delta Y = Y_1 - Y_2$ — разность Y -координат на выходе из магнита (на выходной мембране вакуумного тракта);

θ_1, θ_2 — отклонения углов треков в вертикальной плоскости от направления на мишень.

Для позитрониев $\Delta X, \Delta Y, \theta_1, \theta_2$ должны равняться нулю. В действительности они отличны от нуля из-за наличия многократного рассеяния, неточности измерения координат дрейфовыми камерами, погрешности в измерении и учете топографии магнитного поля. Величина ΔY определяется на выходе из магнита, а не на входе, чтобы исключить влияние на нее многократного рассеяния на выходной мембране.

Для оценки разрешающей способности установки по $\Delta X, \Delta Y, \theta_1, \theta_2$ и выбора численных значений критериев отбора было проведено моделирование распределений по этим величинам, при котором учитывалось многократное рассеяние в веществе и собственная точность дрейфовых камер. Моделирование проводилось отдельно для e^+e^- -пар от диссоциации позитрония и для пар, генерируемых γ -квантами на конверторе. В последнем случае учитывалась динамика образования пар. Сравнение моделированных и экспериментально полученных распределений по $\Delta X, \Delta Y, \theta_1, \theta_2$ для пар конверсии показало хорошее согласие, что явилось доказательством достоверности расчетной оценки разрешающей способности. В табл.1 приведены точностные характеристики установки при нескольких значениях импульса.

Разрешение по каждому из параметров ξ_i ($\xi = \{ \Delta X, \Delta Y, \theta_1, \theta_2 \}$) зависит от импульсов и характеризовалось отклонением σ_{ξ_i} , в пределах которого содержится 68% событий в распределении по ξ_i . Жесткость критерия отбора по параметру ξ_i определяется допустимым значением параметра в единицах σ_{ξ_i} :

$$|\Delta X| < a_x \sigma_{\Delta x}, \quad |\Delta Y| < a_y \sigma_{\Delta y},$$

$$|\theta_1| < a_{\theta_1} \sigma_{\theta_1}, \quad |\theta_2| < a_{\theta_2} \sigma_{\theta_2},$$
(6)

где a_{ξ_i} — выбираемый уровень жесткости критерия.

Таблица 1. Точностные характеристики установки. 1 — пары от конверсии γ -квантов, 2 — моделирование конверсии γ -квантов, 3 — моделирование развала A_{2e}

P , МэВ/с		500	700	1000
$\sigma_{\Delta X}$, мм	1	$9,7 \pm 0,4$	$6,7 \pm 0,3$	$5,2 \pm 0,2$
	2	$9,8 \pm 0,4$	$7,5 \pm 0,4$	$4,5 \pm 0,3$
	3	$8,6 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,2$	$4,3 \pm 0,1$
$\sigma_{\Delta Y}$, мм	1	$8,9 \pm 0,4$	$6,5 \pm 0,4$	$4,5 \pm 1,3$
	2	$8,0 \pm 1,0$	$6,2 \pm 0,3$	$4,4 \pm 0,2$
	3	$2,23 \pm 0,11$	$1,71 \pm 0,06$	$1,19 \pm 0,04$
$\sigma_{\theta_{1,2}}$, мрад	1	$4,0 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$
	2	$3,8 \pm 0,1$	$2,7 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$
	3	$3,28 \pm 0,13$	$2,53 \pm 0,07$	$1,73 \pm 0,06$

Большой вклад в число фоновых событий вносят e^+e^- -пары, возникающие при попадании γ -квантов пучка на стенки канала. Это происходит при смещении источника частиц с оси канала, что возможно из-за некоторых особенностей наведения пучка на пленочную мишень при снижении интенсивности пучка в кольце ускорителя. Для уменьшения такого фона были отброшены события, которым соответствует интенсивность N_γ ниже определенного уровня. Потери A_{2e} при этом составили менее 4%.

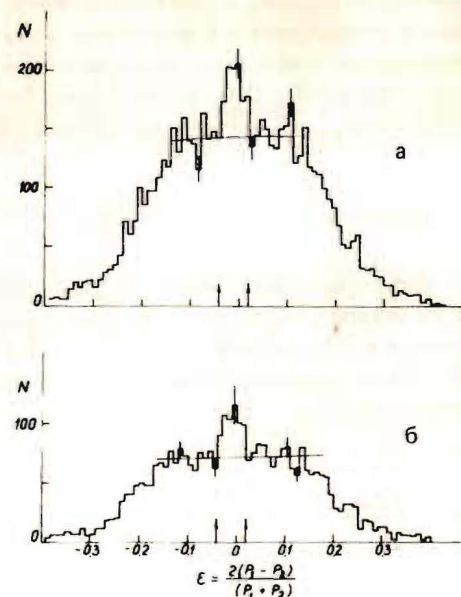
Кроме выполнения условий (6) требовалось, чтобы координаты частиц на входе в магнит принадлежали области, через которую проходит пучок. Из окончательного анализа были исключены события, в которых треки e^+ и e^- исходят из той области пучка, где наблюдается повышенный фон. При этом потери A_{2e} пропорциональны уменьшению площади сечения пучка и составляют 24%.

Оставшиеся события анализировались по величине

$$\epsilon = \frac{2(P_1 - P_2)}{(P_1 + P_2)}, \quad (7)$$

где P_1 и P_2 — импульсы e^+ и e^- соответственно. Позитроны, диссоциированные в поле СП-73, должны группироваться в распределении по этой переменной в узкий пик вблизи нуля. Величина стандартного отклонения в распределении по ϵ , полученная при моделировании с учетом разрешающей способности установки, практически не зависит от импульсов и составляет $\sigma_\epsilon = 0,014$. В действительности σ_ϵ может быть несколько больше, так как при моделиро-

Рис.2. Распределение событий, набранных без поглотителя, по ϵ : а — $a_X = 2$, $a_Y = a_{\theta_1} = a_{\theta_2} = 3$ для полного сечения канала, б — $a_X = a_Y = a_{\theta_1} = a_{\theta_2} = 2,5$ для сечения канала без области с повышенным фоном.



вании не учитывались отмеченные ранее возможные смещения источника частиц с оси канала (что приводит к погрешности в определении импульсов), а также неточности в измерении топографии магнитного поля.

На положении пика A_{2e} сказывается точность юстировки дрейфовых камер; общий поворот системы камер на 1 мрад приводит к изменению вычисляемых значений P_1 и P_2 на $\pm 0,3\%$, причем знаки поправок для P_1 и P_2 разные. Поскольку точность юстировки лучше 1 мрад труднодостижима, угол поворота уточнялся при обработке данных оптимизацией получаемого разрешения по величине ϵ и составил менее 1 мрад.

На рис.2 представлены распределения событий по ϵ в измерениях без поглотителя. Пик в окрестности $\epsilon = 0$ сформирован парами, возникшими при диссоциации позитрониев. Количество позитрониев N_A вычислялось как разность числа событий в области пика ($\Delta\epsilon = 0,06$) и числа фоновых событий N_ϕ под пиком. N_ϕ определялось путем аппроксимации распределения по соседним с пиком интервалам шириной $\Delta\epsilon_\phi = 0,10$ с помощью полинома второй степени.

Максимальное количество позитрониев в измерениях без поглотителей было выделено при $a_X = 2$, $a_Y = a_{\theta_1} = a_{\theta_2} = 3$ в полном сечении канала (рис.2а) и составило $N_A = 275 \pm 36$. Соотношение эффект/фон $N_A/N_\phi = 0,32$. Количество позитрониев устойчиво к выбору шага гистограммирования по ϵ , способу аппроксимации фона и величине $\Delta\epsilon_\phi$. Величина стандартного отклонения в распределении A_{2e} по ϵ составила $\sigma_\epsilon = 0,015 \pm 0,003$, что совпадает с приведенным выше расчетным значением.

Увеличение жесткости критериев (6) позволяет улучшить отношение эффект/фон ценой некоторой потери числа позитрониев. Так, при $a_\epsilon = 2,5$ и отбраковке событий из части сечения канала с повышенным фоном $N_A = 182 \pm 26$, $N_A/N_\phi = 0,42$ (рис.2б).

Корректность процедуры выделения A_{2e} проверялась на статистическом материале, заведомо не содержащем позитрониев. Во-первых, была обработана информация с e^+e^- -парами от конвертора. Получено значение отношения

эффект/фон $N_A / N_\Phi = -0,04 \pm 0,03$. Во-вторых, анализировались события из основного статистического материала, удовлетворяющие всем критериям отбора, кроме одного: отбирались события с большой величиной ΔY ($\Delta Y > 3\sigma_{\Delta Y}$). Для таких событий $N_A / N_\Phi = -0,04 \pm 0,05$. Таким образом, используемая процедура выделения A_{2e} не находит позитрониев там, где их не должно быть.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для определения коэффициента пропускания потока позитрониев, падающих на углеродную пленку, события, зарегистрированные при измерении без поглотителя и с поглотителем, разбивались на три статистически независимые группы с разным соотношением между эффектом и фоном. Разбиение выполнялось по величине

$$r = \sqrt{\left(\frac{\Delta X}{\sigma_{\Delta X}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Y}{\sigma_{\Delta Y}}\right)^2 + \left(\frac{\theta_1}{\sigma_{\theta_1}}\right)^2 + \left(\frac{\theta_2}{\sigma_{\theta_2}}\right)^2}.$$

Разбиение проводилось так, чтобы в каждой группе оказалось примерно равное число позитрониев (табл.2).

Коэффициент K пропускания пучка A_{2e} вычислялся в каждой группе независимо по формуле

Таблица 2. 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_Φ	$42,6 \pm 1,5$	$136,8 \pm 2,7$	$236,0 \pm 6,4$
С поглотителем	N_A^n	$11,9 \pm 7,6$	$10,9 \pm 13,2$	$8,8 \pm 16,6$
	N_Φ^n	$44,1 \pm 1,5$	$141,1 \pm 4,6$	$231,0 \pm 6,0$
$K = \frac{N_A^n}{N_A} R$		$0,253 \pm 0,168$	$0,219 \pm 0,270$	$0,201 \pm 0,384$

$$K = \frac{N_A^n}{N_A} R,$$

где N_A^n , N_A — число выделенных в данной группе позитрониев в измерениях с поглотителем и без него соответственно; $R = 1,37 \pm 0,07$ — коэффициент, учитывающий различие в потоках γ -квантов в этих измерениях. В значении R учтена зависимость эффективности установки от интенсивности γ и поглощение позитрониев в сетке, армирующей углеродную пленку.

Из табл.2 видно, что значения K , полученные в разных группах, согласуются между собой. Было проведено усреднение величин K из первых двух групп, что дало средневзвешенное значение коэффициента пропускания

$$K = 0,24 \pm 0,14. \quad (8)$$

Распределения событий по ϵ для групп 1 и 2 приведены на рис.3. Информация из группы 3 при усреднении не учитывалась из-за существенно худших фоновых условий.

Для нерелятивистских атомов A_{2e} коэффициент пропускания K через слой вещества толщиной λ равен

$$K = \exp(-\lambda/\lambda_0), \quad (9)$$

где $\lambda_0 = A/(\sigma_{tot} N_0 \rho)$ — длина свободного пробега A_{2e} в веществе с атомным весом A и плотностью ρ , N_0 — число Авогадро, σ_{tot} — полное сечение взаимодействия A_{2e} с веществом.

С учетом неэкспоненциальности поглощения ультрарелятивистских позитрониев коэффициент K в работе $^{18/}$ параметризовался в виде

$$K = f(\lambda/\lambda_0) \exp(-\lambda/\lambda_0), \quad (10)$$

где функция $f(\lambda/\lambda_0)$ в интервале $0,5 \leq \lambda/\lambda_0 \leq 4,5$ задана в $^{18/}$ таблицей и аппроксимирована нами в этом же интервале полиномом

$$f(\lambda/\lambda_0) = 1,037 + 0,51(\lambda/\lambda_0) + 0,088(\lambda/\lambda_0)^2 + 0,047(\lambda/\lambda_0)^3. \quad (11)$$

Значения функции $f(\lambda/\lambda_0)$ вычислены в $^{18/}$ в рамках теории, использующей эйкональное приближение. Анализ прохождения ультрарелятивистских A_{2e} через вещество без использования эйконального приближения $^{29/}$ показал, что при толщинах поглотителей, применявшихся в данной работе, оба подхода дают для величины K совпадающие результаты.

Используя усредненное экспериментальное значение K и формулы (10), (11) для углерода, получаем

$$\lambda_0 = (12 \pm 7) \text{ мкг/см}^2, \quad \sigma_{tot} = (16 \pm 16) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}. \quad (12)$$

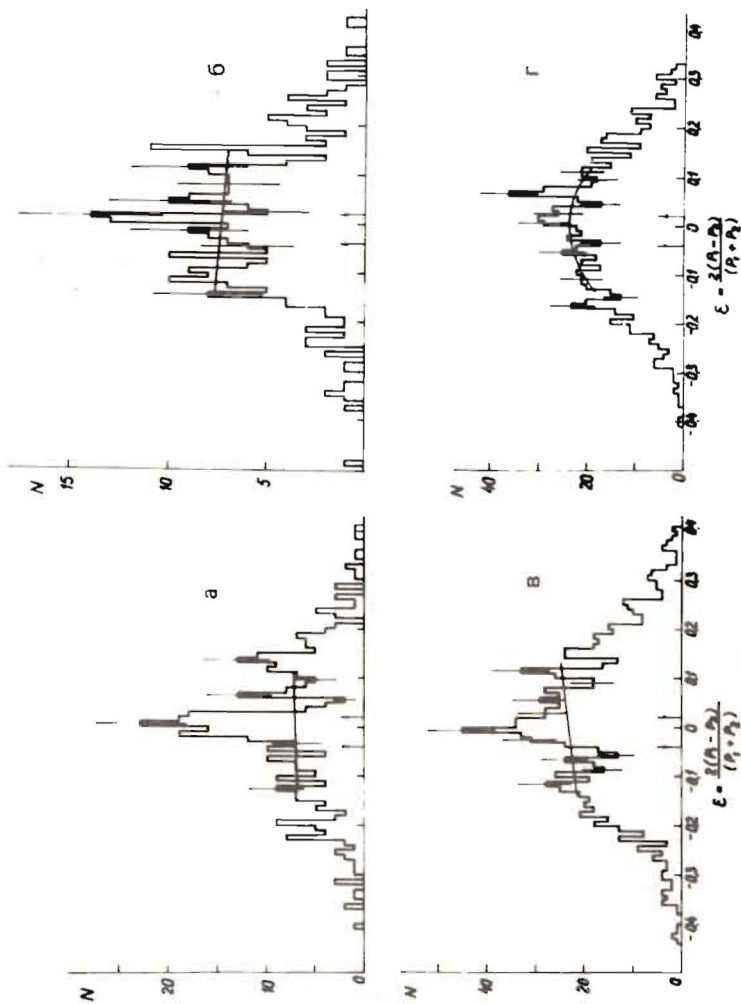


Рис.3. Распределения событий по ϵ для сечения канала без области с повышенным фоном: а — без поглотителя, $0 \leq \Gamma < 1,6$, б — то же для событий с поглотителем, $1,6 \leq \Gamma < 2,5$, в — то же для событий с поглотителем.

При 95-процентном уровне достоверности интервал значений этих величин существенно шире:

$$\lambda_0 = (12_{-12}^{+18}) \text{ мкг/см}^2, \quad \sigma_{\text{tot}} = (16_{-10}^{+\infty}) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}. \quad (13)$$

Использованные в эксперименте углеродные пленки содержали 10% примеси кислорода (от веса углерода) и менее 1% примеси кремния и более тяжелых элементов*. С учетом примесей полученное значение σ_{tot} следует уменьшить на 2%.

Значения K , λ_0 и σ_{tot} были определены также для другой серии измерений, предшествовавшей описанной. В этом варианте опыта использовалась большая апертура канала, более широкий импульсный диапазон магнитного спектрометра, вдвое толще была углеродная пленка — поглотитель ($46 \pm \pm 1 \text{ мкг/см}^2$). В этих условиях отношение эффект/фон оказалось значительно хуже, чем в настоящей работе, а установленная пленка разрушала почти все позитронии при измерениях с поглотителем**. Полученные в первом варианте опыта значения

$$K = 0,04 \pm 0,28, \quad \lambda_0 = (7_{-7}^{+28}) \text{ мкг/см}^2, \quad \sigma_{\text{tot}} = (28_{-23}^{+\infty}) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом} \quad (14)$$

не противоречат результатам (8), (12) данной работы.

Рассмотрим, какие процессы взаимодействия A_{2e} с веществом дают вклад в измеренное сечение σ_{tot} . Напомним, что установка регистрирует только позитронии в основном состоянии, так как возбужденные A_{2e}^* , которые испускаются в распаде (3) с вероятностью $\approx 17\%$, а также возникающие при взаимодействии A_{2e} с поглощающей пленкой, диссоциируют в очищающем магнитном поле и образовавшиеся e^+ и e^- выводятся из канала. Вероятность перехода A_{2e}^* в результате взаимодействия с веществом в основное состояние невелика; ее учет может уменьшить измеряемую величину K не более чем на 2%***.

Основной вклад в полное сечение взаимодействия σ_{tot} дают два процесса: возбуждение и ионизация позитрония:



где C^* — возбужденный или ионизованный атом углерода.

*Состав пленок был исследован М.Пайеком по методике /30/.

**Толщина поглотителя была выбрана исходя из теоретического значения $\sigma_{\text{tot}} / 1/$, имевшегося ко времени проведения эксперимента.

***Позитронии в распаде (3) образуются в 3S_1 -состоянии. Заметим, что сечения взаимодействия позитрониев в состояниях 3S_1 и 1S_0 с веществом одинаковы /1/.

Согласно ^{/31/} сечение ионизации A_{2e} на углероде составляет $0,7\sigma_{tot}$, сечение возбуждения — $\approx 0,3\sigma_{tot}$. Оценка других каналов взаимодействия показывает их пренебрежимо малую роль. Упругое рассеяние A_{2e} на атоме в первом борновском приближении запрещено сохранением зарядовой четности. Переход A_{2e} из орто- в парасостояние ^{/1/}, процессы возбуждения и ионизации A_{2e} с испусканием фотонов ^{/32/}, аннигиляция позитрона в атоме углерода имеют вероятность на четыре и более порядков ниже, чем вероятность (15) и (16).

Теоретическое исследование взаимодействия релятивистского позитрония с атомами было впервые предпринято в работе ^{/33/}. Точные формулы для вычисления сечений в случае, когда атомы вещества остаются в основном состоянии (когерентная часть сечений σ^{coh}), получены в работах ^{/34-36/} *. Учет возбуждения и ионизации атомов вещества ^{/34/} (некогерентная часть сечений σ^{incoh}) существенно увеличивает значение σ_{tot}^{th} , в особенности для атомов легких элементов: для $Z = 6$ $\sigma^{incoh} = 0,93\sigma^{coh}$. Авторами этих работ для описания атомов вещества применена модель Томаса — Ферми. Более точное описание получается при использовании метода Хартри — Фока. При этом для взаимодействия ультрарелятивистского позитрония с углеродом получаем

$$\lambda_o^{th} = 35 \text{ мкг/см}^2, \quad \sigma_{tot}^{th} = 5,7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}. \quad (17)$$

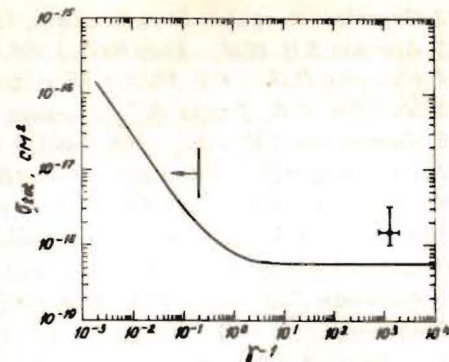
Так как точность вычисления полного сечения взаимодействия водорода и позитрония с другими атомами одинакова, то верхняя оценка погрешности приведенных теоретических величин, как и для водорода, составляет менее 10%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получено сечение взаимодействия атомов с веществом при γ -факторах, на три порядка больших, чем в предыдущих экспериментах по атомным соударениям (рис.4). Измеренное при $\gamma \approx 10^3$ полное сечение взаимодействия атомов позитрония с углеродом равно $\sigma_{tot} = (16_{-6}^{+16}) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}$ и не противоречит асимптотическому значению $\sigma_{tot}^{th} = 5,7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}$. Вместе с тем полученный результат не исключает наличия других механизмов ионизации или возбуждения ультрарелятивистских атомов в среде, приводящих к существенному увеличению сечения.

* Наиболее полное рассмотрение когерентного взаимодействия элементарных релятивистских атомов с обычными атомами дано в работе ^{/36/}. Взаимодействие ультрарелятивистских атомов позитрония с кристаллами рассмотрено в ^{/37, 38/}.

Рис.4. Зависимость полного сечения взаимодействия релятивистских атомов позитрония с углеродом от кинетической энергии, выраженной в массах покоя налетающего атома ($T = \gamma - 1$). Сплошная линия — теоретическая зависимость; ● — результат данной работы. Стрелкой отмечена область ($\gamma < 1,2$), исследованная в опытах по взаимодействию атомов водорода с углеродом ^{/3-5/}.



Авторы выражают благодарность Б.Б.Мищенко, В.А.Жабицкому, Н.А.Владимировой, Д.М.Хазинсу, А.П.Курову, Л.Н.Королеву, А.К.Куликову, Ю.А.Ченцову, Т.Д.Блохинцевой, Н.А.Калининой, В.П.Курочкину за помощь при подготовке и проведении эксперимента, Т.С.Григалашвили, А.И.Григорьеву, Э.И.Мальцеву за поддержку работы, М.Пайеку, В.М.Плотко, В.В.Ализаде, Г.Жавзанхорлоо, И.А.Ютландову, В.П.Зрелову за помощь при изготовлении углеродных пленок, определении их толщины и примесей других элементов, С.В.Медведю, О.Н.Казаченко и всем сотрудникам ИЦ ОИЯИ за обеспечение обработки большого объема экспериментальной информации, Л.Ю.Кругловой, Н.В.Власову за помощь в создании программ и обработке результатов, А.В.Тарасову, А.С.Паку, С.Мрувчинскому, Б.Г.Захарову, Д.М.Хазинсу за полезные обсуждения и консультации, Б.М.Понтекорво за внимание к работе и С.Г.Пластининой за оформление статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коцинян А.М. Препринт ЕФИ, ЕФИ-400 (7) -80, Ереван, 1980.
2. Gillespie G.N. — *Phys.Rev.*, 1978, v.A18, p.1967;
Gillespie G.N., Inokuti M. — *Phys.Rev.*, 1980, v.A22, p.2430.
3. Webber R.C., Hojvat C. — *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 1979, v.NS-26, p.4012.
4. Acerbi E. et al. — *Lett.Nuovo Cim.*, 1974, v.10, p.598.
5. Smyth R., Toevs J.W. — *Phys.Rev.*, 1965, v.A139, p.15.
6. Неменов Л.Л. — *ЯФ*, 1981, т.34, с.1306.
7. Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. — *ЖЭТФ*, 1981, т.81, с.1556.
8. Пак А.С., Тарасов А.В. — *ЯФ*, 1987, т.45, с.145.
9. Грибов В.Н. — *ЖЭТФ*, 1969, т.56, с.892.
10. Будкер Г.И., Скринский А.Н. — *УФН*, 1978, т.124, с.561.
11. Biagini D. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1985, v.NS-32, p.2409.

12. Coombes R. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1976, v.37, p.249.
13. Aronson S.H. et al. — *Phys.Rev.*, 1986, v.D33, p.3180.
14. Неменов Л.Л. — *ЯФ*, 1972, т.15, с.1047.
15. Меледин Г.В., Сербю В.Г., Сливков А.К. — *Письма в ЖЭТФ*, 1971, т.13, с.98.
16. Биленький С.М. и др. — *ЯФ*, 1969, т.10, с.812.
17. Любошиц В.Л. — *ЯФ*, 1987, т.45, с.1099.
18. Olsen H.A. — *Phys.Rev.*, 1986, v.D33, p.2033.
19. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Неменов Л.Л. — *ЯФ*, 1978, т.27, с.1542.
20. Holvik E., Olsen H.A. — *Phys.Rev.*, 1987, v.D35, p.2124.
21. Алексеев Г.Д. и др. — *ЯФ*, 1984, т.40, с.139.
22. Неменов Л.Л. — *ЯФ*, 1976, т.24, с.319.
23. Губриенко К.И. и др. — *ПТЭ*, 1987, т.1, с.26.
24. Карпунин В.В. и др. — В сб.: *Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. ОИЯИ, Д13-85-793, Дубна, 1985, с.291.*
25. Карпунин В.В. *Сообщение ОИЯИ P13-83-913, Дубна, 1983.*
26. Григалашвили Т.С., Фроликов С.М., Шумаков М.Н. *Сообщение ОИЯИ 10-84-664, Дубна, 1984.*
27. Григалашвили Т.С., Фроликов С.М., Шумаков М.Н. *Сообщение ОИЯИ 10-84-666, Дубна, 1984.*
28. Горчаков О.Е. *ОИЯИ, 1-87-602, Дубна, 1987.*
29. Захаров Б.Г. — *ЯФ*, 1987, т.46, с.148.
30. Ильхамов Р.А. и др. *Сообщение ОИЯИ P14-86-775, Дубна, 1986.*
31. Пак А.С., Тарасов А.В. *Сообщение ОИЯИ P2-85-903, Дубна, 1985.*
32. Mrdwczyński St. — *Phys.Lett.*, 1985, A113, p.17.
33. Дульян Л.С., Коцинян А.М., Фаустов Р.Н. — *ЯФ*, 1977, т.25, с.814.
34. Pak A.S., Tarasov A.V. *JINR Preprint E2-85-882, Dubna, 1985.*
35. Mrdwczyński St. — *Phys. Rev.*, 1986, v.A33, p.1549.
36. Mrdwczyński St. — *Phys.Rev.*, 1987, v.D36, p.1520.
37. Пивоваров Ю.Л., Кунашенко Ю.П. В сб.: *Труды XIII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, изд-во МГУ, 1984, с.96.*
38. Кунашенко Ю.П. *Депонированное сообщение ВИНТИ № 5839-B87, 1987.*

Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1988 года.

Афанасьев Л.Г. и др.

P1-88-741

Измерение сечения взаимодействия ультрарелятивистских атомов позитрония с углеродом

Измерено полное сечение взаимодействия ультрарелятивистских атомов позитрония (A_{2e}) с атомами углерода. Источником A_{2e} является распад нейтрального пиона $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$. В исследованном диапазоне импульсов γ -факторы атомов ($800 < \gamma < 2000$) на три порядка превышали значения, достигнутые в других экспериментах по изучению атом-атомных соударений. В этом интервале γ -факторов сечение должно равняться своему асимптотическому значению. Полное сечение взаимодействия равно $\sigma_{tot} = (16 \pm 16) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}$. Измеренное значение полного сечения не противоречит расчетной величине $\sigma_{tot}^{th} = 5,7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{атом}$, учитывающей кулоновское взаимодействие A_{2e} с углеродом. В то же время сопоставление значений σ_{tot} и σ_{tot}^{th} не исключает существования других механизмов ионизации или возбуждения ультрарелятивистских A_{2e} веществом, приводящих к существенному увеличению сечения.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Afanasiev L.G. et al.

P1-88-741

Measurement of Cross Section of Positronium Ultrarelativistic Atom Interaction with Carbon

Total cross section of positronium ultrarelativistic atom (A_{2e}) interaction with carbon atoms has been measured. Neutral pion decay $\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e}$ was a source of A_{2e} . γ -factors of atoms ($800 < \gamma < 2000$) in the momentum range investigated were by three orders more than the values measured in other experiments on atom-atom collisions. In this range of γ -factors the cross section has to be equal to its asymptotic value. The total cross section measured equals $\sigma_{tot} = (16 \pm 16) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{atom}$. The total cross section value obtained does not contradict the calculated value of $\sigma_{tot}^{th} = 5,7 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{atom}$ taking into account the Coulomb interaction of A_{2e} with carbon. At the same time the comparison of σ_{tot} and σ_{tot}^{th} does not exclude the existence of other mechanisms of ionization or excitation of ultrarelativistic A_{2e} by matter leading to a considerable cross section rising.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988