

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-97-328

На правах рукописи  
УДК 539.126.34 + 539.189.1

A-941

**АФАНАСЬЕВ**  
Леонид Георгиевич

**НАБЛЮДЕНИЕ  $\pi^+\pi^-$ -АТОМА**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1997

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем  
Объединенный институт ядерных исследований (г. Дубна)

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,  
профессор

Л.Л.Неменов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Р.Н.Фаустов

В.Б.Флягин

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий (г. Протвино)

Защита диссертации состоится “\_\_\_” декабрь 1997 г.  
в “\_\_\_” часов на заседании Диссертационного совета  
Д-047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем,  
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна,  
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “\_\_\_” 05.11.1997 1997 г.

Ученый секретарь Диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

  
Ю.А.Батусов

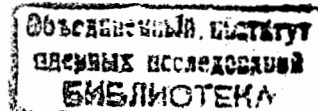
## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность проблемы.** В рамках современных представлений физики элементарных частиц изучение пион-пионного взаимодействия при малых энергиях имеет важное значение, так как оно относится к непертурбативной области КХД. Современный теоретический подход к описанию пион-пионного взаимодействия, основан на киральной теории возмущений, которая эквивалентна в математическом смысле КХД и обеспечивает систематический способ вычисления параметров большого числа процессов при низких энергиях с контролируемой точностью. Подход, основанный на киральной теории возмущений, позволил вычислить  $s$ -волновые длины  $\pi\pi$ -рассеяния с точностью лучше 5%. Однако известные экспериментальные данные имеют точность не лучше 20%, и в основном получены модельно зависимым образом.

Актуальность наблюдения и изучения атома, состоящего из  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов ( $A_{2\pi}$ ), связана с тем, что это открывает новую возможность получения модельно независимой информации о длинах  $\pi\pi$ -рассеяния. Такой атом является уникальной системой для изучения пион-пионного взаимодействия при низких энергиях, так как в нем два  $\pi$ -мезона имеют относительный импульс около 0.5 МэВ/с. Время жизни  $\pi^+\pi^-$ -атома  $\tau$  обратно пропорционально разности длин  $\pi\pi$ -рассеяния в  $s$ -состоянии с изотопспинами 0 и 2. Тем самым изменение времени жизни  $\pi^+\pi^-$ -атома открывает возможность проверки теории нарушенной киральной симметрии, лежащей в основе лагранжианов, описывающих взаимодействие кварков, глюонов и адронов.

Описание процессов взаимодействия  $\pi^+\pi^-$ -атома при прохождении через вещество является важной частью эксперимента по наблюдению и изучению  $A_{2\pi}$ , так как метод наблюдения основан на выделении  $\pi^+\pi^-$  пар, возникающих в результате развала атома при движении в веществе.

В диссертации описывается эксперимент по наблюдению  $\pi^+\pi^-$ -атома и измерению его времени жизни, метод вычисления вероятности развала  $A_{2\pi}$  в веществе мишени, широкоапертурные сцинтилляционные годоскопы на ФЭУ-85 и система сбора данных эксперимента.



**Цель работы.** Диссертация посвящена наблюдению  $\pi^+\pi^-$ -атома, первой экспериментальной оценке его времени жизни и описанию процессов взаимодействия  $A_{2\pi}$  с веществом.

**Научная новизна и практическая ценность.** В эксперименте на ускорителе У-70 в реакции  $p Ta \rightarrow \pi^+\pi^- X$  при 70 ГэВ впервые зарегистрировано  $272 \pm 49$   $\pi^+\pi^-$  пар от развала  $\pi^+\pi^-$ -атомов и получена первая экспериментальная оценка нижней границы времени жизни таких атомов. Доказана принципиальная возможность наблюдения  $\pi^+\pi^-$ -атомов и измерения их времени жизни.

Разработан метод, который позволяет описать эволюцию заселенности состояний водородоподобных атомов при их движении в веществе и получить вероятность развала  $A_{2\pi}$ . В рамках этого метода получены точные аналитические формулы для формфакторов водородоподобных атомов для начальных состояний  $1s, 2s, 3s, 4s$  и всех конечных состояний с главным квантовым числом  $n \leq 10$  и орбитальным квантовым числом  $l \leq 4$ , а также вычислены полные сечения и сечения переходов для произвольных начальных и конечных состояний  $A_{2\pi}$  с  $n \leq 10$  при взаимодействии с большим числом материалов.

**Апробация работы.** В диссертации описаны результаты исследований, выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с 1989 по 1996 гг. Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались на научных семинарах ЛЯП и ЛВЭ ОИЯИ, ИФВЭ (Протвино), на международной конференции "Мезоны и ядра при промежуточных энергиях" (Дубна, май 1994 г.), на Международном симпозиуме по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом (Дубна, октябрь 1994 г.), на международной конференции "Hadron Structure '96" (Стара Лесна, Словакия февраль 1996 г.).

**Публикации.** Основные результаты, вошедшие в диссертацию опубликованы в 8 работах.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения; она содержит 100 страниц, 18 рисунков, 9 таблиц и библиографический список литературы из 88 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** дается обзор современных теоретических представлений о пион-пионном взаимодействии и экспериментальных данных о длинах  $\pi\pi$ -рассеяния. Приведены основные свойства  $\pi^+\pi^-$ -атомов: сечение образования и время жизни, а также описаны процессы, связанные с образованием  $\pi^+\pi^-$  пар в свободном состоянии, которые являются основным фоном для наблюдения  $\pi^+\pi^-$ -атомов.

Современный теоретический подход к описанию пион-пионного взаимодействия, основан на киральной теории возмущений. В рамках этой теории взаимодействие при низких энергиях описывается эффективным лагранжианом, который получен при разложении по относительным импульсам пионов и их массам легких кварков. Разность  $s$ -волновых длин  $\pi\pi$ -рассеяния с изотопспинами 0 и 2  $\Delta = a_0 - a_2$  в рамках киральной теории представляется в виде разложения по степеням масс пиона

$$\Delta = \Delta_0 \left\{ 1 + \Delta_2 m_\pi^2 + \Delta_4 m_\pi^4 + \dots \right\}.$$

Причем величины  $\Delta_i$  выражаются только через экспериментально определяемые константы. При учете второго члена разложения:  $\Delta = (0.25 \pm 0.01) m_\pi^{-1}$ .

Наиболее точные, модельно независимые, данные о величине  $a_0$  получены из распада  $K_{e4}$ :

$$a_0 = 0.26 \pm 0.05$$

Точность этой величины в 5 раз хуже теоретического предсказания.

Время жизни  $A_{2\pi}$  в  $s$ -состоянии определяется зарядовообменным процессом (аннигиляцией):  $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Вероятность этого канала 99.6%. Время жизни  $A_{2\pi}$  в  $s$ -состоянии, с главным квантовым числом  $n$ , связано с  $s$ -волновыми длинами  $\pi\pi$ -рассеяния  $a_0$  и  $a_2$ :

$$\frac{1}{\tau_n} \sim (a_0 - a_2)^2 |\psi_n(0)|^2,$$

где  $\psi_n(0)$  — кулоновская волновая функция атома в  $ns$  состоянии при нулевом расстоянии. Величина времени жизни  $A_{2\pi}$ , полученная на основании предсказаний киральной теории, составляет  $\tau = (3.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-15}$  с.

При столь малом времени жизни метод наблюдения  $A_{2\pi}$  основан на выделении  $\pi^+\pi^-$  пар от развала атомов в той же мишени, где

они образовались. Такие пары имеют практически равные импульсы в с.ц.и. и в дальнейшем называются атомными.

Сечение образования элементарных атомов связано с двойным инклюзивным сечением образования частиц, составляющих атом. Для случая  $\pi^+\pi^-$ -атома сечение рождения имеет вид:

$$\frac{d\sigma_n^A}{d\vec{p}_A} = (2\pi)^3 \frac{E_A}{M_A} |\psi_n(0)|^2 \left. \frac{d\sigma_s^0}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} \right|_{\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \vec{p}_A/2}, \quad (1)$$

где  $\vec{p}_A$  и  $E_A$  — соответственно импульс и энергия  $A_{2\pi}$  в лабораторной системе координат, а  $M_A$  его масса;  $d\sigma_s^0/d\vec{p}_1 d\vec{p}_2$  — двойное инклюзивное сечение образования  $\pi^+\pi^-$  пар от короткоживущих источников, без учета кулоновского взаимодействия между пионами в конечном состоянии;  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$  — импульсы пионов.

Пары  $\pi^+\pi^-$  мезонов, на фоне которых наблюдается  $A_{2\pi}$ , можно разделить на два типа по размеру области образования  $\pi$ -мезонов. К первому типу относятся пары рождающиеся при фрагментации кварков и в распадах широких резонансов ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\Delta$ , ...). В этом случае дифференциальное сечение образования таких пар при малых относительных импульсах  $q < 10$  МэВ/с в с.ц.м. пары сильно возрастает за счет кулоновского взаимодействия пионов в конечном состоянии. При этом сечение образования пар умножается на фактор:

$$A_c(q) = \frac{2\pi m_\pi \alpha / q}{1 - \exp(-2\pi m_\pi \alpha / q)}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры.  $\pi^+\pi^-$  пары, образованные от короткоживущих источников будем называть кулоновскими. Сечение образования таких пар зависит также от корреляции в процессе рождения частиц и сильного взаимодействия в конечном состоянии.

Ко второму типу относятся пары, называемые распадными, в которых один или оба пиона образовались в распадах долгоживущих частиц ( $\eta$ ,  $K_S^0$ ,  $\Lambda$ , ...). В этом случае типичное расстояние между частицами в момент рождения  $> 1000$  фм и поэтому вклад кулоновского и сильного взаимодействия в конечном состоянии пренебрежимо мал. Такое существенное различие используется при описании фона, на котором выделяются пары от развала  $A_{2\pi}$ .

В первой главе описаны процессы взаимодействия  $\pi^+\pi^-$ -атома с атомами вещества при движении в мишени и разработан метод вычисления вероятности развала  $\pi^+\pi^-$ -атома в веществе мишени.

Преобладающим взаимодействием  $A_{2\pi}$  с веществом является электромагнитное. Полное сечение взаимодействия  $\sigma_{tot}$  в первом борновском приближении имеет вид:

$$\sigma_{tot} = 16\pi \frac{\alpha^2}{\beta^2} \int_0^\infty (1 - F_i^i(q)) (|F_0(q)|^2 + S_{inc}(q)) \frac{dq}{q^3},$$

где  $q$  — переданный импульс, а  $\beta$  — скорость  $A_{2\pi}$  в единицах  $c$ . Сечение взаимодействия при котором  $A_{2\pi}$  переходит из состояния  $i$  в состояние  $f$  записывается как

$$\sigma_i^f = 8\pi \frac{\alpha^2}{\beta^2} \int_0^\infty |F_i^f(\vec{q}/2) - F_i^f(-\vec{q}/2)|^2 (S_{inc}(q) + |F_0(q)|^2) \frac{dq}{q^3}.$$

Здесь  $F_0(q)$  — формфактор упругого рассеяния, а  $S_{inc}(q)$  — функция некогерентного рассеяния атомов мишени.  $F_i^f(q)$  — формфактор налетающего атома, который имеет вид:

$$F_i^f(q) = \langle f | \exp(i\vec{q}\vec{r}) | i \rangle.$$

Наиболее аккуратное описание всех этих формфакторов важно для получения точных сечений.

Сечения развала вычислялись вычитанием из полных сечений суммы сечений переходов с учетом асимптотического поведения при больших  $n$ .

В диссертации получены точные аналитические выражения для формфакторов водородоподобных атомов для начальных состояний  $1s$ ,  $2s$ ,  $3s$ ,  $4s$  и всех конечных состояний с главным квантовым числом  $n \leq 10$  и орбитальным квантовым числом  $l \leq 4$ . Расчеты выполнены с использованием системы аналитических вычислений REDUCE. Переходные формфакторы водородоподобных атомов  $F_i^f(q)$  могут быть представлены в виде:

$$F_{n0}^{n'0}(q) = \frac{Cq^j}{(d_0 + d_1 q^2)^k} \sum_{i=0}^N b_i q^{2i}.$$

Здесь  $q$  выражен в единицах борновского импульса  $p_B = \mu\alpha$ , где  $\mu$  — приведенная масса атома. В диссертации приведена таблица коэффициентов  $C$ ,  $j$ ,  $d_0$ ,  $d_1$ ,  $k$ ,  $b_i$  для переходов из состояния  $1s$  в  $np$ , имеющих наибольшую интенсивность при взаимодействии  $A_{2\pi}$  с атомами.

Атомы мишени описывались двумя различными способами. В первом использовались простые формфакторы в параметризации

Мольер для модели Томаса–Ферми (ТФМ), а во втором, более точном способе, использовались таблицы  $F(q, Z)$  и  $S_{inc}(q)$ , полученные методом самосогласованного поля Хартри–Фока (ХФ). Вычисления показали, что для случая  $A_{2\pi}$  сечения, вычисленные в параметризации ТФМ, воспроизводят сечения, полученные по методу ХФ, с точностью около 1%, что позволяет использовать модель ТФМ для упрощения расчетов.

Из таблиц сечений, полученных в диссертации, следует, что процесс развала  $A_{2\pi}$  не является доминирующим при взаимодействии с атомом мишени, и его доля убывает с ростом главного квантового числа  $n$ . Преобладающим является процесс возбуждения  $A_{2\pi}$ , вероятность этого процесса возрастает с ростом  $n$ . Таким образом для точного описания процесса развала  $A_{2\pi}$  нужно рассматривать его как многоуровневую систему и описывать эволюцию заселенности очень большого числа уровней, а не ограничиваться только  $s$ -состояниями.

Поэтому, используя точные аналитические выражения для форм-факторов произвольных переходов водородоподобных атомов, в диссертации были получены полные сечения и сечения всех разрешенных переходов для состояний с главным квантовым числом  $n \leq 10$ . В таблице 1 приведены полные сечения взаимодействия  $A_{2\pi}$  с Та для  $s$ -состояний с  $n \leq 7$  и вклад в них сечений возбуждения. Видно, что полные сечения растут с ростом  $n$ , и следовательно размера атома. Так же возрастает и вклад сечений переходов, причем они в основном идут с увеличением квантовых чисел. Вклад процессов девозбуждения незначителен. Увеличение вклада процессов возбуждения объясняется тем, что с ростом  $n$  расстояние между соседними уровнями уменьшается, а при однофотонном обмене малые передачи реализуются с большей вероятностью. Для иллюстрации независимости сделанных выводов от значений орбитального квантового числа  $l$  в таблице 2 приведены те же величины, что и в таблице 1, для  $np$ -состояний. Видно, что все закономерности в величинах сечений для этого случая сохранились.

Полученные сечения переходов и полные сечения были использованы для описания эволюции заселенности уровней  $A_{2\pi}$  при его движении в веществе после образования. Вероятность выхода  $\pi^+\pi^-$  пар от развала атома (в дальнейшем называемая вероятностью развала) получается на основании знания заселенностей уровней.

Таблица 1: Полные сечения взаимодействия  $A_{2\pi}$  с Та ( $\sigma_{ns}^{tot}$ ) для  $s$ -состояний при различных  $n$ . Отношение  $\sum_{n_2 \leq 10} \sigma_{ns}^f / \sigma_{ns}^{tot}$  дает вероятность перехода в любое дискретное состояние  $f$  с  $n_2 \leq 10$ . Отношение  $\sum_{n \leq n_2 \leq 10} \sigma_{ns}^f / \sigma_{ns}^{tot}$  дает вероятность перехода с увеличением квантовых чисел, т.е. вероятность возбуждения.

$n$	$\sigma_{ns}^{tot}, \text{ см}^2$	$\sum_{n_2 \leq 10} \sigma_{ns}^f / \sigma_{ns}^{tot}$	$\sum_{n \leq n_2 \leq 10} \sigma_{ns}^f / \sigma_{ns}^{tot}$
1	$3.468 \cdot 10^{-20}$	0.619	0.619
2	$3.128 \cdot 10^{-19}$	0.887	0.887
3	$1.038 \cdot 10^{-18}$	0.940	0.935
4	$2.240 \cdot 10^{-18}$	0.957	0.946
5	$3.812 \cdot 10^{-18}$	0.960	0.944
6	$5.597 \cdot 10^{-18}$	0.958	0.937
7	$7.448 \cdot 10^{-18}$	0.952	0.926

Таблица 2: Полные сечения взаимодействия  $A_{2\pi}$  с Та ( $\sigma_{np}^{tot}$ ) для  $p$ -состояний с  $m = 1$  при различных  $n$ . Отношение  $\sum_{n_2 \leq 10} \sigma_{np}^f / \sigma_{np}^{tot}$  дает вероятность перехода в любое дискретное состояние  $f$  с  $n_2 \leq 10$ . Отношение  $\sum_{n \leq n_2 \leq 10} \sigma_{np}^f / \sigma_{np}^{tot}$  дает вероятность перехода без уменьшения главного квантового числа, т.е. вероятность возбуждения.

$n$	$\sigma_{np}^{tot}, \text{ см}^2$	$\sum_{n_2 \leq 10} \sigma_{np}^f / \sigma_{np}^{tot}$	$\sum_{n \leq n_2 \leq 10} \sigma_{np}^f / \sigma_{np}^{tot}$
2	$2.782 \cdot 10^{-19}$	0.886	0.856
3	$1.088 \cdot 10^{-18}$	0.937	0.912
4	$2.451 \cdot 10^{-18}$	0.954	0.927
5	$4.227 \cdot 10^{-18}$	0.960	0.931
6	$6.218 \cdot 10^{-18}$	0.959	0.927
7	$8.250 \cdot 10^{-18}$	0.952	0.916

Вероятность того, что  $A_{2\pi}$  находится в состоянии  $i$  после прохождения расстояния  $s$  в веществе ( $p_i(s)$ ), описывается системой дифференциальных уравней:

$$\frac{dp_i(s)}{ds} = \sum_{j=1}^{\infty} a_{ij} p_j(s).$$

Здесь  $a_{ij}$  — матрица обратных длин переходов из состояния  $j$  в состояние  $i$ . Для  $i \neq j$   $a_{ij}$  имеет вид:

$$a_{ij} = \frac{\sigma_j^i \rho N_0}{\beta^2 A},$$

где  $\sigma_j^i$  — асимптотическое значение сечения перехода из состояния  $j$  в состояние  $i$  при  $\beta = 1$ ,  $\rho$  и  $A$  — плотность и атомный вес мишени, соответственно и  $N_0$  — число Авогадро. Для  $i = j$   $a_{ii}$  описывает полное убывание заселенности состояния  $i$ :

$$a_{ii} = -\frac{\sigma_i^{tot} \rho N_0}{\beta^2 A} - \begin{cases} \frac{M_A}{p_A \tau_n} & \text{для } ns \text{ состояний} \\ 0 & \text{для всех остальных состояний} \end{cases}$$

Здесь первый член связан с уменьшением заселенности из-за взаимодействия с веществом мишени, а второй описывает процесс аннигиляции (распад) атома, который существует только для  $ns$  состояний. (Упругое рассеяние для  $A_{2\pi}$  в первом борновском приближении запрещено:  $\sigma^{tot} = \sigma^{inel}$ ). Величины  $M_A$  и  $p_A$ , соответственно, масса и импульс атома,  $\tau_n$  — время жизни  $A_{2\pi}$  в  $ns$  состоянии. Начальные условия для системы уравнений задаются вероятностью образования  $A_{2\pi}$  в различных состояниях. Она пропорциональна  $n^{-3}$  для  $s$ -состояний и равна нулю для всех остальных. Время жизни и импульс атома являются параметрами в этой системе.

Система уравней решалась для всех разрешенных состояний с  $n \leq 7$ , при этом размерность системы удалось сократить до 50. После усреднения решения системы уравней по координатам точек рождения  $A_{2\pi}$  в мишени, получаются следующие величины описывающие состояние атома на выходе из мишени: сумма заселенностей всех описанных дискретных уровней  $P_{dsc}$  с  $n \leq 7$ , оценка суммы заселенностей всех дискретных состояний с  $n > 7$   $P_{tail}$  и вероятность аннигиляции  $P_{anh}$  в мишени. Вероятность развала атома вычислялась как:

$$P_{br} = 1 - P_{dsc} - P_{tail} - P_{anh}.$$

Для времени жизни  $A_{2\pi}$   $\tau = 3.7 \cdot 10^{-15}$  с, толщины мишени из Та 8 мкм и среднего импульса  $A_{2\pi}$   $\langle p_A \rangle = 2.9$  ГэВ/с эти вероятности имеют следующие значения:

$$P_{br} = 0.415, \quad P_{dsc} = 0.422, \quad P_{tail} = 0.006 \quad \text{и} \quad P_{anh} = 0.157. \quad (3)$$

Для второй мишени, использованной в эксперименте, толщиной 1.4 мкм Та соответствующие величины имеют значения:

$$P_{br} = 0.102, \quad P_{dsc} = 0.844, \quad P_{tail} = 0.009 \quad \text{и} \quad P_{anh} = 0.045. \quad (4)$$

Анализ показывает, что максимальная неопределенность в  $P_{br}$  не превышает 0.5%. Эта величина существенно меньше, чем неопределенность в 7% в сечениях взаимодействия, вычисленных в первом борновском приближении.

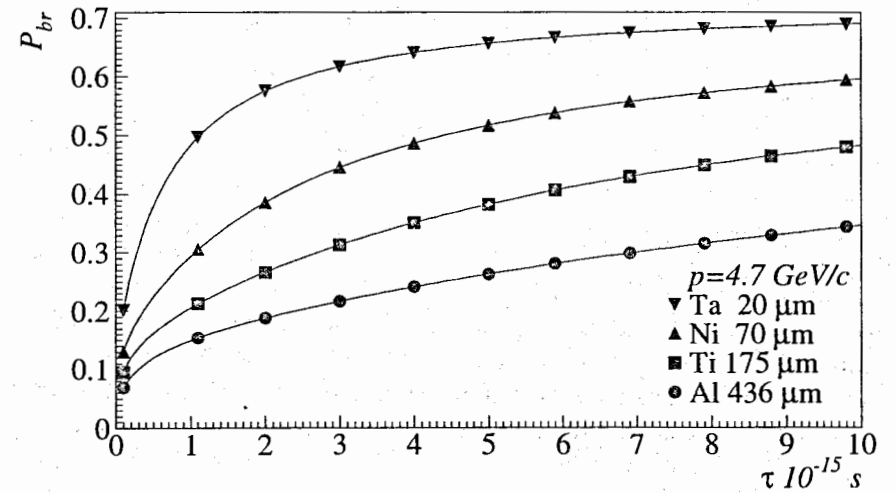


Рис. 1: Зависимость вероятности развала  $A_{2\pi}$  от времени жизни атома  $\tau$  для различных материалов мишени.

Описанным методом были выполнены расчеты, необходимые для получения времени жизни из экспериментальных данных (см. Рис. 5), а также для выбора вещества и толщины мишени, обеспечивающей наилучшую чувствительность ко времени жизни для нового эксперимента DIRAC — CERN PS212 по точному измерению времени жизни  $A_{2\pi}$  (см. Рис. 1).



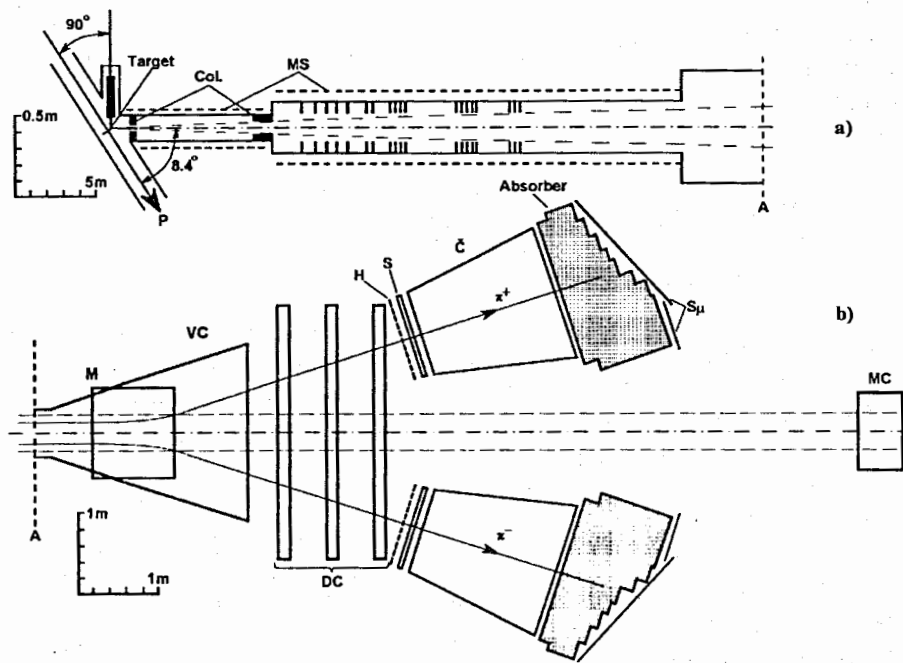


Рис. 2: Экспериментальная установка, вид сверху: а) — схема канала:  $p$  — внутренний протонный пучок, Target — механизм мишени, Col — коллиматор, MS — магнитная защита; б) — магнит и детекторы: M — полюс спектрометрического магнита, VC — вакуумная камера, DC — дрейфовые камеры, H — сцинтилляционные годоскопы, S,  $S_{\mu}$  — сцинтилляционные счетчики,  $\check{C}$  — газовые черенковские счетчики, Absorber — чугунный поглотитель, MC — мониторные счетчики.

В второй главе описана экспериментальная установка, на которой проводились измерения, широкоапертурные сцинтилляционные годоскопы на ФЭУ-85 и система сбора данных эксперимента.

Измерения проводились на протонном синхротроне У-70 ИФВЭ в Протвино. Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 2. Вторичные частицы, родившиеся на внутренней мишени, после прохождения специального канала длиной 40 м, присоеди-

нено к вакуумной камере ускорителя без перегородок, регистрировались двухплечевым магнитным спектрометром. Каждый телескоп состоял из дрейфовых камер DC, сцинтилляционных годоскопов  $H_{1,2}$ , больших сцинтилляционных счетчиков  $S_{1,2}$ , газовых черенковских счетчиков  $\check{C}_{1,2}$ , регистрировавших электроны и позитроны, больших сцинтилляционных счетчиков  $S_{\mu 1, \mu 2}$ , расположенных за поглотителями из чугуна, которые не пропускали адроны. Какие-либо детекторы между мишенью и магнитом отсутствовали.

Многоуровневый триггер установки отбирал совпадение противоположно заряженных пар адронов с ограничением на величину относительного импульса. Причем в истинных совпадениях регистрировались только  $\pi^+\pi^-$  пары. Импульсы частиц лежали в диапазоне  $0.8 \div 2.4$  ГэВ/с. Объем суммарной статистики, набранной в эксперименте составил  $1.3 \cdot 10^7$  событий.

Основной фон при регистрации  $\pi^+\pi^-$  пар составляли пары случайных совпадений. Для выделения истинных совпадений интервал времени между прохождениями частиц в телескопах  $T_1$  и  $T_2$  измерялся сцинтилляционными годоскопами  $H_1$  и  $H_2$ . Каждый годоскоп содержал по 24 счетчика с фотоумножителями ФЭУ-85 и сцинтилляторами размером  $4.8 \times 43$  см<sup>2</sup>, толщиной 2 см; размер чувствительной области составляет  $1200 \times 410$  мм<sup>2</sup> для каждого плеча спектрометра. Среднеквадратичное отклонение разности времен для суммарного распределения со всех счетчиков составлял  $\sigma_t = 0.8$  нс. Это разрешение в два раза лучше, чем разрешение, которое обеспечивали большие сцинтилляционные счетчики  $S_1$  и  $S_2$ .

Система сбора данных состояла из шести крейтов КАМАК, двух микро-ЭВМ ДВК-2 и мини-ЭВМ PDP-11/45 с накопителями на магнитной ленте (НМЛ)<sup>1</sup>. Она позволяла принимать до 600 событий длиной 76 слов при длительности сброса на мишень 1 с. Поток принимаемых событий во время набора данных составлял около 90 событий за сброс и ограничивался только уровнем случайных совпадений. Имелась также возможность накапливать до 100 гистограмм и анализировать принимаемые данные.

Программное обеспечение системы сбора данных было реализовано с использованием Диалоговой Системы Структурированного Программирования (ДССП). Для получения максимального быстро-

<sup>1</sup>Использовались аппаратные средства системы сбора данных, доступные в середине 80-ых, во время начала эксперимента.

действия программы в рамках ДССП был разработан набор команд, которые позволили писать процедуры на языке близком к ассемблеру. Полученное предельное быстродействие системы соответствует скорости приема 89 кбайт/с или 22 мкс/слово, что совпадает с максимальной, для использованных аппаратных средств, скоростью приема данных.

В третьей главе описана процедура обработки экспериментальных данных, метод выделения  $\pi^+\pi^-$  пар от развала  $A_{2\pi}$ , определения вероятности его развала и времени жизни.

Пространственная реконструкция треков проводилась по информации с дрейфовых камер. Особенностью эксперимента является отсутствие в магнитном спектрометре трековых детекторов до магнита. Поэтому при геометрической реконструкции событий и определении импульсов предполагалось, что все частицы испускаются из точки мишени, расположенной на оси канала. Пары, родившиеся не в мишени, отбрасывались по геометрическим критериям.

В результате измерений и моделирования были получены следующие значения для разрешения установки, усредненные по импульсному интервалу  $0.8 \div 2.4$  ГэВ/с:

- по импульсу  $\pi$ -мезонов в лабораторной системе  $\sigma_p/p = 0.008$ ;
- по углу раствора частиц перед магнитом  $\sigma_{\theta_{1,2}} = 0.1$  мрад;
- по углу между проекциями треков и их направлением на мишень в вертикальной плоскости  $\sigma_{\phi_{y1}} = \sigma_{\phi_{y2}} = 1.2$  мрад;
- по координатам частиц на входе в магнит  $\sigma_X = 4$  мм,  $\sigma_Y = 1$  мм.

Полученные значения разрешения установки и распределение атомных пар после развала позволили вычислить величины среднеквадратичных отклонений в пространстве относительного импульса  $\vec{q}$  в с.ц.и. для атомных пар, зарегистрированных установкой. Для проекций относительного импульса на направление среднего импульса пары  $\vec{p} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)/2$  и на плоскость  $XY$ , перпендикулярную  $\vec{p}$ ,  $q_L$  и  $q_{X,Y}$  соответственно, получены следующие значения:

$$\text{“толстая” мишень: } \sigma_{q_L} = 1.3 \text{ МэВ/с, } \sigma_{q_X} = \sigma_{q_Y} = 0.60 \text{ МэВ/с} \quad (5)$$

$$\text{“тонкой” мишень: } \sigma_{q_L} = 1.3 \text{ МэВ/с, } \sigma_{q_X} = \sigma_{q_Y} = 0.44 \text{ МэВ/с} \quad (6)$$

Распределение по разности времен образования частиц в мишени  $t_{pr} = t_1 - t_2$  (Рис. 3) имеет пик истинных совпадений ( $\sigma = 0.8$  нс) и равномерную подложку случайных совпадений. В интервале  $\Delta t_2 = 2.56$  нс содержатся как истинные, так и случайные совпадения  $N_{ta}$ , а в интервалах  $\Delta t_1 = \Delta t_3 = 8.0$  нс — только случайные совпадения  $N_a$ . Отношение истинных к случайным в интервале  $\Delta t_2$  равно 0.36.  $\pi^+\pi^-$  пары составляют более 97% от общего числа зарегистрированных пар истинных совпадений.

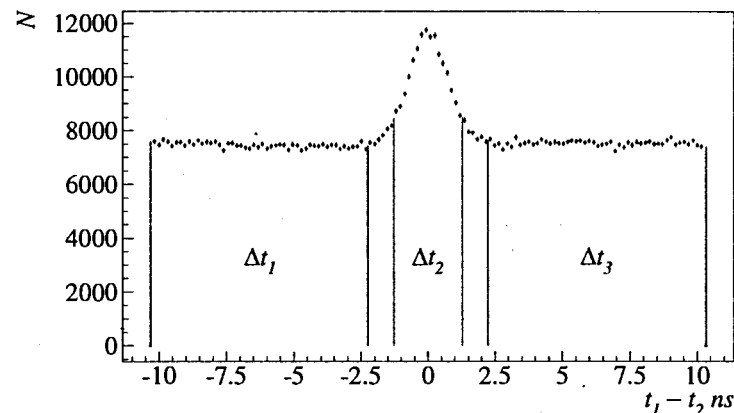


Рис. 3: Распределение по разности времен образования частиц в мишени  $t_{pr} = t_1 - t_2$ .

Распределение пар истинных совпадений по относительному импульсу  $q$  (как и по другим переменным) получается из распределений  $N_{ta}$  и  $N_a$  с учетом ширин временных интервалов:

$$\frac{dN_i}{dq} = \frac{dN_{ta}}{dq} - \left( \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1 + \Delta t_3} \right) \frac{dN_a}{dq}$$

Как показано выше, все атомные пары сосредоточены в области  $q < 3$  МэВ/с. Поэтому в распределении по  $q$  в интервале  $q < 3$  МэВ/с присутствуют как атомные пары, так и пары  $\pi^+\pi^-$  мезонов, родившиеся в свободном состоянии. А в интервале  $q > 3$  МэВ/с содержатся только свободные пары. Атомные пары выделялись по следующей процедуре. Измеренное распределение свободных пар в области  $q > 3$  МэВ/с описывалось фитирующей функцией, затем эта функция продлевалась в область малых  $q$ . Число атомных пар получалось как избыток  $\pi^+\pi^-$  пар в области малых  $q$  над фитирующей функцией.



Фитирующая функция строилась из распределения пар случайных совпадений  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов, так как различие между распределениями пар истинных и случайных совпадений связано только со взаимодействием в конечном состоянии и корреляциями, которые возникают в процессе рождения пар частиц. Эффективности регистрации для истинных и случайных пар одинаковы и определяются только импульсами частиц. Это позволяет использовать распределение по относительному импульсу  $\Phi(q)$  пар случайных совпадений  $\pi^+\pi^-$  мезонов для описания распределения пар истинных совпадений.

С учетом того, что корреляции для пар истинных совпадений присутствуют только в кулоновских парах (см. введение), в простейшем случае фитирующая функция может быть определена как:

$$G(q) = n[A'_c(q)\Phi(q) + f\Phi(q)] \quad (7)$$

Здесь свободный параметр  $f$  описывает вклад распадных  $\pi^+\pi^-$  пар. Второй свободный параметр — нормировочный множитель  $n$ . Функция  $A'_c(q)$  это модифицированный кулоновский фактор (2), в котором учтено отличие относительного импульса  $q$ , измеренного установкой, от относительного импульса  $q_{real}$ , получаемого  $\pi^+\pi^-$  парой в процессе рождения.

Различное разрешение экспериментальной установки по проекциям относительного импульса пары приводит к тому, что пары атомные имеют измеренный относительный импульс распределенный в эллипсоиде, а не шаре. Для атомных пар, зарегистрированных установкой, длины полуосей соответствующего эллипсоида  $\sigma_{qL}$ ,  $\sigma_{qX}$  и  $\sigma_{qY}$  приведены в (5) и (6). Поэтому для получения лучшего отношения числа атомных пар, имеющих малые  $q$ , к фону “свободных” пар, который почти равномерно распределен в пространстве  $\vec{q}$ , анализ проводился вместо  $|\vec{q}|$  по переменной  $F$ :

$$F = \sqrt{\left(\frac{q_L}{\sigma_{qL}}\right)^2 + \left(\frac{q_X}{\sigma_{qX}}\right)^2 + \left(\frac{q_Y}{\sigma_{qY}}\right)^2}$$

Экспериментальные распределения  $\pi^+\pi^-$  пар, полученные при наборе с “толстой” (thick-tk) и “тонкой” (thin-tn) мишенями (8 мкм и 1.4 мкм Та соответственно) фитировались в область  $F > 3$  функцией (7). Определенные при этом два свободных параметра использовались для получения фитирующей функции для всего интервала  $F$ . Количество атомных пар определялось как избыток  $\pi^+\pi^-$  пар

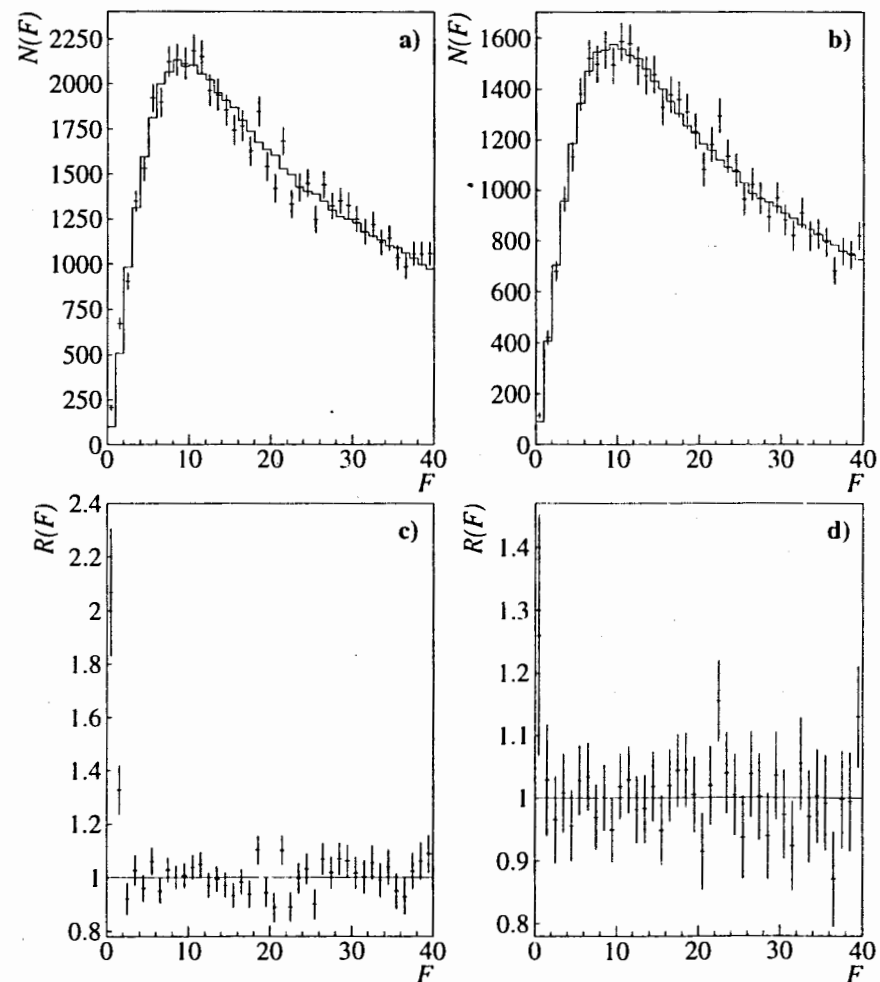


Рис. 4: Экспериментальные распределения  $\pi^+\pi^-$  пар (точки с ошибками), полученные при наборе с “толстой” (a) и “тонкой” (b) мишенями и соответствующие фитирующие функции (гистограммы) как функции переменной  $F$ . Отношения экспериментальных распределений к фитирующим функциям показаны на рисунках (c,d). Избыток  $\pi^+\pi^-$  пар в первых двух бинах обусловлен парами от развала  $A_{2\pi}$ .

над фитирующей функцией в области  $F \leq 2$ , так как в этой области отношение эффекта к ошибке достигает наилучшего значения.

На Рис. 4 показаны экспериментальные распределения  $\pi^+\pi^-$  пар по переменной  $F$ , полученные при наборе с "толстой" (Рис. 4а) и "тонкой" (Рис. 4б) мишенями и соответствующие фитирующие функции. Количество событий в каждом распределении соответственно равно  $5.9 \cdot 10^4$  и  $4.4 \cdot 10^4$ . Также приведены отношения экспериментальных распределений к фитирующим функциям (Рис. 4с,д). При этом число ( $n_A$ ) пар от развала  $A_{2\pi}$ , выделенных в интервале  $F \leq 2$ , и среднее значение  $\chi^2$  (на 35 степеней свободы), полученные при фитировании в области  $F > 3$ , составили:

$$n_A^{tk} = 272 \pm 49, \quad \overline{\chi^2} = 1.28 \quad (8)$$

$$n_A^{tn} = 35 \pm 41, \quad \overline{\chi^2} = 0.75. \quad (9)$$

Распределения для "толстой" и "тонкой" мишеней были получены в абсолютно одинаковых условиях. Единственное различие — существенно меньшая вероятность развала  $\pi^+\pi^-$ -атома для "тонкой" мишени по сравнению с "толстой" (см. (3), (4)). Таким образом, отсутствие статистически значимого эффекта для "тонкой" мишени доказывает, что избыточные  $\pi^+\pi^-$  пар в области  $F \leq 2$  на "толстой" мишени образовались в результате развала  $\pi^+\pi^-$ -атомов в веществе мишени.

Отношение числа атомных пар, выделенных на "толстой" мишени во втором бине распределения, к числу в первом бине составляет  $1.65 \pm 0.47$ . Такое же отношение для фитирующей функции равно  $5.09 \pm 0.30$ , что показывает совершенно разную зависимость от  $F$  выделенного эффекта и фона. Тем самым исключается возможность формирования эффекта из фона за счет небольшой ошибки в нормировке.

Анализ вклада различных процессов, которые могут привести к искажению результата, показал достоверность наблюдения  $\pi^+\pi^-$ -атома.

В результате фитирования получено число кулоновских пар в интервале  $q \leq 2$  МэВ/с для "толстой" и "тонкой" мишеней:

$$N_C^{tk} = 983 \pm 54, \quad N_C^{tn} = 757 \pm 42,$$

которое однозначно связано с полным числом родившихся  $A_{2\pi}$  (1). Учитывая долю атомных пар в интервале  $F \leq 2$  от полного чи-

сла развалившихся атомов была получена вероятность развала  $A_{2\pi}$  в "толстой" мишени:

$$P_{br} = 0.53 \pm 0.13.$$

При 90% доверительном уровне (см. Рис. 5) это соответствует ограничению для времени жизни основного состояния  $A_{2\pi}$ :

$$\tau > 1.8 \cdot 10^{-15} \text{ с.}$$

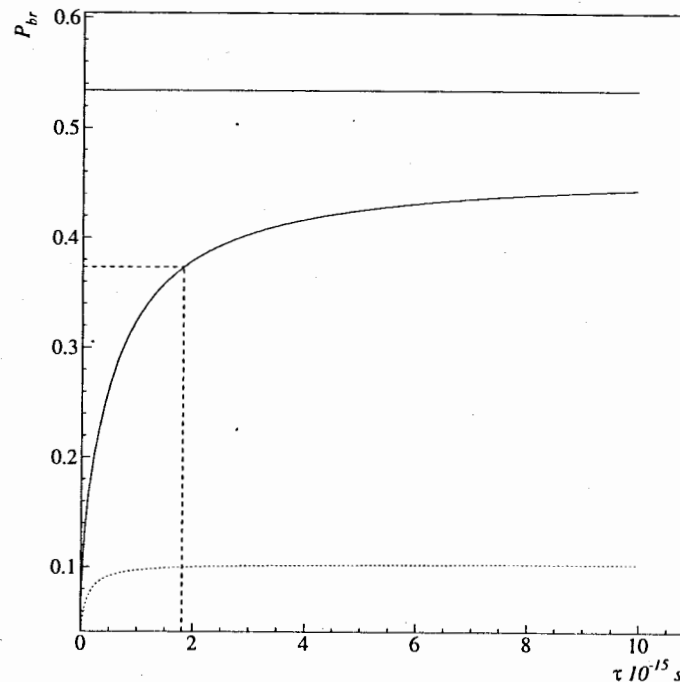


Рис. 5: Вероятность развала  $\pi^+\pi^-$ -атома для мишени толщиной 8 мкм Та, вычисленная с учетом спектра  $A_{2\pi}$ , как функция его времени жизни  $\tau$ . Прямой линией показана измеренная вероятность развала, пунктирная линия — граница 90%-ого доверительного интервала и полученное для этого интервала ограничение на время жизни. Точками показана вероятность развала для мишени толщиной 1.4 мкм Та.

## Основные результаты, полученные в диссертации:

1. Изготовлены два широкоапертурных сцинтилляционных годоскопа на ФЭУ-85; каждый по 24 счетчика и чувствительной областью размером  $1200 \times 410$  мм<sup>2</sup>. Получено временное разрешение  $\sigma = 0.8$  нс в измерении разности времен прохождения двух частиц, что обеспечило улучшение временного разрешения существовавшей установки в два раза.
2. Впервые получены точные аналитические формулы для формфакторов водородоподобных атомов для начальных состояний  $1s, 2s, 3s, 4s$  и всех конечных состояний с главным квантовым числом  $n \leq 10$  и орбитальным квантовым числом  $l \leq 4$ .
3. На основании полученных формфакторов, в первом борновском приближении вычислены полные, упругие и неупругие сечения, сечения развала (ионизации) и сечения переходов для водородоподобных атомов, находящихся исходно в состояниях  $1s, 2s$  и  $3s$ . В качестве мишеней были взяты H, C, N, Ag и Ta, в качестве налетающих атомов H,  $A_{2e}, A_{\pi\mu}, A_{2\pi}, A_{\pi k}, A_{\pi p}$  ( $A_{\pi p}$  —  $\pi^-p$ -атом). Сравнение сечений, вычисленных при описании формфакторов атомов мишени в модели Хартри-Фока и в параметризации Мольер для модели Томаса-Ферми, позволяет сделать вывод о том, что в последнем случае точность вычисления сечений взаимодействия  $A_{2\pi}$  с атомами вещества составляет около 1%.
4. Показано, что налетающий атом в основном разваливается в результате ряда последовательных взаимодействий и для получения вероятности развала его следует описывать как многоуровневую систему и учитывать переходы между большим числом состояний. Используя выражения для формфакторов водородоподобных атомов для произвольных дискретных переходов, в первом борновском приближении вычислены полные сечения и сечения переходов для произвольных начальных и конечных состояний  $A_{2\pi}$  с  $n \leq 10$  при взаимодействии с большим числом материалов.
5. Разработан метод, который позволяет, используя полные сечения и сечения переходов, описать эволюцию заселенности

состояний водородоподобных атомов при их движении в веществе и на их основе получить вероятность развала  $A_{2\pi}$ . Этим методом вычислена вероятность развала  $A_{2\pi}$  как функция его времени жизни, а также выполнены расчеты для оптимизации эксперимента по наблюдению  $A_{2\pi}$ .

6. Выполнены расчеты, позволившие выбрать мишень, которая обеспечит наилучшую чувствительность ко времени жизни для эксперимента DIRAC по точному измерению времени жизни  $A_{2\pi}$  на ускорителе PS в CERN.
7. В эксперименте на ускорителе У-70 в реакции  $p \text{ Ta} \rightarrow \pi^+ \pi^- X$  при 70 ГэВ впервые зарегистрировано  $272 \pm 49$   $\pi^+ \pi^-$  пар от развала  $A_{2\pi}$  и тем самым осуществлено первое наблюдение атома, образованного  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонами.
8. Из анализа экспериментальных данных получено значение вероятности развала  $\pi^+ \pi^-$ -атомов. По зависимости вероятности развала  $A_{2\pi}$  от времени жизни и измеренному значению этой вероятности получена первая экспериментальная оценка для нижней границы времени жизни  $A_{2\pi}$ . При 90% доверительном уровне для времени жизни основного состояния атома получено ограничение:

$$\tau > 1.8 \cdot 10^{-15} \text{ с.}$$

Этот результат согласуется с предсказаниями теории нарушенной киральной симметрии:  $\tau = (3.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-15} \text{ с.}$

## Материалы диссертации опубликованы в работах:

1. Afanasyev L.G., *Interaction of the Coulomb bound state of two elementary particles with atoms.*, Preprint of JINR E2-91-578, Dubna, 1991; ОИЯИ Б1-2-91-527, Дубна, 1991.
2. Afanasyev L.G., *Form factors of the 1s, 2s, 3s and 4s states of hydrogenlike atoms for discrete transitions.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1995, v.61, p.31-42.
3. Афанасьев Л.Г., Карпухин В.В., Комаров В.И., Язьков В.В., *Широкоапертурный сцинтилляционный годоскоп на ФЭУ-85.*, Сообщение ОИЯИ 13-91-251, Дубна, 1991.

4. Afanasyev L.G., Chvyrov A.S., Gorchakov O.E., Ivanov M.A., Karpukhin V.V., Kolomyichenko A.V., Komarov V.I., Kruglov V.V., Kulikov A.V., Kuptsov A.V., Kurov A.P., Mkrtchyan G.G., Nemenov L.L., Nikitin M.V., Pustyl'nik Zh.P., Trusov S.V., Yazkov V.V.,  
*Observation of atoms consisting of  $\pi^+$  and  $\pi^-$  mesons.*, Phys.Lett., 1993, v.308B, p.200–206.
5. Afanasyev L.G., Chvyrov A.S., Gorchakov O.E., Karpukhin V.V., Kolomyichenko A.V., Komarov V.I., Kruglov V.V., Kulikov A.V., Kuptsov A.V., Nemenov L.L., Nikitin M.V., Pustyl'nik Zh.P., Trusov S.V., Yazkov V.V.,  
*Experimental estimation of the lifetime of atoms formed by  $\pi^+$  and  $\pi^-$  mesons.*, Phys.Lett., 1994, v.338B, p.478–482.
6. Afanasyev L.G. and Tarasov A.V., *Breakup of relativistic  $\pi^+\pi^-$  atoms in matter.*, ЯФ, 1996, т.59, вып.12, с.2212–2218.
7. B.Adeva, L.Afanasyev, M.Angeles Lopez, M.Benayoun, A.Chvyrov, C.Ciortea, D.Dumitriu, P.Gianotti, F.Gomes, O.Gorchakov, L.Groza, C.Guaraldo, N.Kalinina, V.Karpukhin, M.Kobayashi, V.Komarov, V.Kruglov, L.Kruglova, A.Kulikov, A.Kuptsov, K.Kuroda, A.Lanaro, Y.Le Bornec, Ph.Leruste, V.Lucherini, T.Maki, L.Micu, L.Montanet, R.Mozzetti, J.Narjoux, L.Nemenov, F.Nichitiu, M.Nikitin, M.Nupieri, K.Okada, T.Okusawa, V.Olshevsky, A.Pazos, M.Pentia, M.Petrascu, C.Petrascu, I.Piticu, M.Plo, T.Ponta, Zh.Pustyl'nik, D.Rjabkov, A.Rosca, J.Schacher, Yu.Scheglov, A.Selikov, Z.Szilagyi, F.Takeutchi, A.Tarasov, B.Tatischeff, S.Trusov, N.Willis, V.Yazkov, J.Yonnet, T.Yoshida, A.Zghiche, V.Zoran, P.Zrelov,  
*Lifetime measurement of  $\pi^+\pi^-$  atoms to test low energy QCD predictions.*, Proposal to the SPSLC, CERN/SPSLC 95-1, SP-SLC/P 284, Geneva 1995. p.23–29,108–117.
8. Афанасьев Л.Г., Воскресенская О.О., Язьков В.В., *Отношение сечений образования пар разноименно заряженных пионов в свободном и атомно-связанном состояниях.*, Сообщение ОИЯИ, P1-97-306, Дубна, 1997.

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 октября 1997 года.