

P13-2006-94

Ю. К. Акимов, Е. В. Ахманова, В. Г. Барышевский¹,
В. Ф. Быковский, Д. Гржонка², Ю. Дитрих²,
Т. Л. Каравичева³, А. Г. Кобец, В. В. Кобец,
Ю. В. Коротаев, Э. А. Кураев, А. Б. Курепин³,
Ли Бен Хек, В. И. Лохматов, В. Н. Малахов, И. Н. Мешков,
Нгуен Мань Шат, В. Олерт², В. Н. Павлов, Р. В. Пивин,
А. И. Решетин³, И. А. Селезнев, А. О. Сидорин,
А. Я. Силенко¹, А. В. Смирнов, Л. В. Соболева,
Т. А. Степанова, Г. В. Трубников, Й. Штайн², С. Л. Яковенко

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
ПАРАПОЗИТРОНИЯ В ВАКУУМЕ
Эксперимент PALM (Parapositronium Lifetime Measurement)

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

¹ НИИ ЯП БГУ, Минск

² ИКР FZJ, Юлих, Германия

³ ИЯИ РАН, Троицк

Акимов Ю. К. и др.

P13-2006-94

Измерение времени жизни парапозитрония в вакууме.

Эксперимент PALM (Parapositronium Lifetime Measurement)

Предлагается эксперимент по определению времени жизни парапозитрония с использованием потока ортопозитрония в вакууме. Позитроний будет генерироваться на установке LEPTA (Low Energy Particle Toroidal Accumulator — накопитель частиц низких энергий) с использованием метода электронного охлаждения позитронов, что позволит получить его в виде интенсивного и остронаправленного потока. В основу эксперимента положено исследование прохождения позитрония через область с магнитным полем. Представлено теоретическое описание поведения позитрония в магнитном поле — интерференции орто- и парасостояний. Рассчитаны требования к стабильности и точности параметров экспериментальной установки, которые позволят улучшить в два раза достигнутую в настоящее время точность экспериментального значения времени жизни парапозитрония.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Akimov Yu. K. et al.

P13-2006-94

Parapositronium Lifetime Measurement in Vacuum. The PALM Experiment

An experiment on parapositronium lifetime measurement using orthopositronium flux in vacuum is proposed. Positronium will be generated on LEPTA (Low Energy Particle Toroidal Accumulator) setup with application of electron cooling of positrons, which allows one to get an intense and directed positronium flux. The experiment is based on investigation of positronium in a magnetic field. Theoretical review of positronium behaviour in a magnetic field — ortho- and para-states interference — is presented. Requirements on experimental setup parameters stability and accuracy are calculated which allow one to increase two times the present parapositronium lifetime experimental value.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

Целью данного эксперимента является измерение времени жизни парапозитрония ($p\text{-}Ps$) с использованием направленного потока ортопозитрония ($o\text{-}Ps$). Это один из первых физических экспериментов, который должен быть выполнен на установке LEPTA (Low Energy Particle Toroidal Accumulator).

Установка LEPTA представляет собой комплекс физических устройств, предназначенных для получения и накопления позитронов, генерации потока атомов позитрония и постановки экспериментов с ним. Установка LEPTA состоит из инжектора позитронов, накопителя с системой электронного охлаждения и комплекса детекторов для проведения физических экспериментов.

Для получения позитронов используется β^+ -активный изотоп ^{22}Na . Позитроны замедляются в источнике до энергии несколько эВ и накапливаются в специальной ловушке. По завершении процесса накопления позитронный сгусток извлекается из ловушки импульсным электрическим полем, ускоряется электростатическим напряжением (инжектор как целое «подвешен» под положительный потенциал около 10 кВ) и однооборотно инжектируется в накопитель. Инжектор аналогичен по конструкции позитронной части установки ATHENA (ЦЕРН, Швейцария), используемой для генерации атомов антиводорода. Оригинальная модификация конструкции источника позитронов, предложенная авторами данного проекта, позволит существенно улучшить параметры пучка позитронов.

Важнейшей особенностью накопителя LEPTA является возможность электронного охлаждения позитронов, что автоматически делает его генератором атомов позитрония, возникающих в результате рекомбинации позитронов и охлаждающих электронов в секции охлаждения накопителя. Позитроний формируется в виде интенсивного, до 10^4 атомов/с, потока, который имеет малый, порядка 1 мрад, угловой разброс и менее чем 10^{-4} относительный разброс по скорости частиц. Конструкция накопителя является оригинальной разработкой авторов проекта и не имеет аналогов в мире.

В данном эксперименте предполагается произвести измерение времени жизни парапозитрония, который образуется при прохождении потока ортопозитрония через сверхпроводящий соленоид. Часть ортопозитрония в магнитном поле переходит в парасостояние и распадается. Оставшийся поток ортопозитрония достигает детектора, где регистрируются процессы аннигиляции позитронов. Предполагается достигнуть точности измерения времени

жизни парапозитрония на уровне $1 \cdot 10^{-4}$, что в два раза превышает достигнутый ныне уровень.

1. ИДЕЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Позитроний (Ps), будучи очень простой квантовой системой, достаточно хорошо рассчитывается теоретически, и поэтому он играет такую же роль в квантовой электродинамике, как атом водорода в нерелятивистской квантовой механике. Параметры позитрония и его составляющих, электрона и позитрона, были измерены неоднократно и в настоящее время известны с достаточно высокой точностью [1] (см. также [2] и табл. 1.1, 1.2). Несмотря на это, повышение точности этих экспериментальных данных — одна из фундаментальных проблем современной квантовой электродинамики (см. обзоры [2–8] и цитируемую там литературу). Эксперименты с позитронием проводились ранее в довольно сложных условиях, когда трудно отделить влияние мишени. Именно по этой причине, ограничивающей разрешение эксперимента, полученные результаты в некоторых случаях выглядели достаточно противоречиво. Новое развитие экспериментального изучения физики позитрония становится возможным с применением электронного охлаждения позитронов, которое непосредственно приводит к генерации направленных потоков ортопозитрония ($o-Ps$). Развитие этой идеи [2–5, 7, 9, 10] позволит получать интенсивный пучок ортопозитрония — до уровня 10^4 атом/с.

Таблица 1.1. Параметры электрона и позитрона [11]

Параметр	Величина	Погрешность
Энергия покоя электрона, МэВ	0,510 998 92	$4 \cdot 10^{-8}$
Разница масс $ m^+ - m^- /m^-$	$< 8 \cdot 10^{-9}$	$< 8 \cdot 10^{-9}$
Разница зарядов $ e^+ - e^- /e^-$	$< 4 \cdot 10^{-8}$	$< 4 \cdot 10^{-8}$
Разница отношения заряда к массе	$< 3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
Магнитный момент электрона (в магнетонах Бора)	1,001159 652 187	$4 \cdot 10^{-12}$
Гиромагнитное отношение $(g^+ - g^-)/g^-$	$-0,5 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-12}$

С потоками позитрония в вакууме можно провести эксперименты в новой оригинальной постановке без возмущающего влияния среды, характерного для традиционных методов генерации позитрония на мишени. Среди таких экспериментов можно указать следующие:

- измерение времени жизни ортопозитрония и парапозитрония;
- эксперимент по сравнению зарядов электрона и позитрона;
- спектр позитрония;

— поиск аннигиляции ортопозитрония с нарушением закона сохранения импульса и заряда: $o\text{-}Ps \rightarrow 2n\gamma$, где n — целое;

— поиск экзотических и редких каналов распада парапозитрония ($p\text{-}Ps$): $p\text{-}Ps \rightarrow n\gamma$, $n > 2$;

— поиск возможного канала аннигиляции ортопозитрония через легкий нейтральный короткоживущий бозон

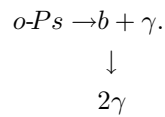


Таблица 1.2. Параметры позитрония

Параметр	Теория	Эксперимент	Точность
Ортопозитроний			
Время жизни, нс	142,038	142,037(25) [12]	$1,8 \cdot 10^{-4}$
Энергия 1S–2S перехода, ГГц	1,233 067 2355(107)	1,233 607 185(15) 1,233 607 2189(107)	$1 \cdot 10^{-8}$ $1 \cdot 10^{-8}$
Тонкая структура 2S–2P уровней	Согласие с точностью до α^3		
Относительная вероятность 2 γ -аннигиляции	0	$< 1,4 \cdot 10^{-3}$	
Относительная вероятность 4 γ -аннигиляции		$8 \cdot 10^{-6}$	
Парапозитроний			
Время жизни, пс	125,16243 [14]	125,142 [13]	$2 \cdot 10^{-4}$
Относительная вероятность 3 γ -аннигиляции	10^{-27}	$2,8 \cdot 10^{-6}$	
Относительная вероятность 4 γ -аннигиляции		$1,3 \cdot 10^{-6}$	$0,4 \cdot 10^{-6}$
Основное состояние позитрония			
Энергия, эВ	6,79		
Тонкая структура $\Delta\varepsilon_{\text{HFS}}$, эВ $\Delta\varepsilon_{\text{HFS}}/2\pi\eta$, ГГц	$8,411 \cdot 10^{-4}$ 203,39201	203,38910(74)	$\pm 3,6 \cdot 10^{-6}$

Возможно, наиболее загадочная проблема в физике позитрония — поиск «зеркальной Вселенной»[8].

В физике позитрония в первую очередь можно выделить проблему прецизионных измерений параметров схемы распада (аннигиляции) позитрония. Генерация парапозитрония будет осуществляться после вывода пучка ортопозитрония из накопителя на контролируемых переходах в магнитном поле. Это позволяет провести эксперименты по прецизионному измерению времени жизни орто- и парасостояний позитрония с точностью, недоступной ранее, установить вероятность распадов с нарушением закона сохранения момента и зарядовой инвариантности, существенно улучшить точность измерения параметров короткоживущего нейтрального бозона, гипотетически ответственного за расхождение между экспериментальным и теоретическим временем жизни ортопозитрония. Предлагаемая схема проведения экспериментов позволит осуществить прецизионное измерение тонкой структуры и лэмбовского сдвига в спектре ортопозитрония на потоке атомов методом атомного интерферометра [2].

Задачей данного эксперимента является измерение времени жизни парапозитрония с использованием контролируемых переходов в магнитном поле. Теоретическое значение времени жизни парапозитрония с точностью до основных радиационных поправок определяется следующим выражением

$$\tau_{\text{пара}}^{-1} = \frac{\alpha^4 mc^2}{2\hbar} \left[1 - \left(5 - \frac{\pi^2}{4} \right) \frac{\alpha}{\pi} + \frac{2}{3} \alpha^2 \ln \frac{1}{\alpha} \right] \quad (1.1)$$

и составляет $\tau_{\text{пара}} = 125,16$ пс (табл.1.2). Улучшение точности представляет большой интерес с точки зрения проверки точности КЭД-расчетов. В частности, в последней публикации на эту тему [14] для постоянной распада парапозитрония, обратной времени жизни, получено значение

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{пара}} = \frac{\alpha^4 mc^2}{2\hbar} \cdot \left[1 - \left(5 - \frac{\pi^2}{4} \right) \cdot \frac{\alpha}{\pi} + 2\alpha^2 \ln \frac{1}{\alpha} + \right. \\ \left. + 5,1243(33) \cdot \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 - \frac{3\alpha^3}{2\pi} \ln^2 \frac{1}{\alpha} + \right. \\ \left. + \left(\frac{533}{90} - \frac{\pi^2}{2} + 10 \ln 2 \right) \frac{\alpha^3}{\pi} \ln \alpha \right] = 7989,6178(2) \text{ мкс}^{-1}, \quad (1.2) \end{aligned}$$

что соответствует времени жизни $\tau_{\text{пара}} = 125,16243$ пс. Этот результат, в пределах 1σ , согласуется с результатом эксперимента $\Gamma_{\text{пара}} = 7990,9(1,7)\text{мкс}^{-1}$ [13] (см. табл. 1.2), но теоретическая точность значительно лучше экспериментальной. Таким образом, даже двукратное улучшение точности эксперимента будет значительным продвижением.

Основная идея измерения времени жизни парасостояния позитрония τ_p основана на том, что при движении пучка ортопозитрония в магнитном поле в его компоненте, имеющей нулевую проекцию спина на направление поля, ортосостояние замешивается с парасостоянием и распадается (аннигилирует) с характерным временем, существенно меньшим времени жизни ортосостояния τ_{ortho} .

Длина пробега парапозитрония при энергии 20 кэВ составляет примерно 7 мм, и на выходе накопителя LEPTA пучок позитрония будет состоять только из атомов в ортосостоянии. При его пролете до детектора в свободном от полей дрейфовом промежутке интенсивность потока спадает, так что поток на детекторе определяется только временем жизни ортосостояния. Если же на участке от выхода накопителя до детектора разместить соленоид с большой величиной магнитного поля, то поток, приходящий на детектор, будет определяться как временем жизни ортосостояния, так и временем жизни парасостояния. Убыль потока на детектор при наличии магнитного поля преимущественно зависит от значения времени жизни парасостояния и гораздо слабее — от других параметров позитрония.

Измеряя относительное изменение потока позитрония при включении магнитного поля, можно определить время жизни парапозитрония с относительной погрешностью $1 \cdot 10^{-4}$, что вдвое меньше табличного значения. При ожидаемом потоке атомов позитрония на выходе накопителя LEPTA такая точность может быть достигнута при длительности набора статистики примерно 10 месяцев. Прецизионное измерение времени жизни парапозитрония и является основной задачей первого физического эксперимента на установке LEPTA. В ходе реализации этого проекта будут детально исследованы параметры потока позитрония на выходе накопителя, что явится основой для детальной разработки экспериментов по прецизионному измерению параметров электрона, позитрона и позитрония, включенных в программу исследований на установке LEPTA.

В предлагаемой постановке эксперимента (рис. 1.1) пучок ортопозитрония, генерируемый в накопителе LEPTA, проходит через сверхпроводящий соленоид длиной $L = 15$ см с магнитным полем до 4 Тл. Под действием магнитного поля происходит переход ортосостояния в парасостояние и обратно. При этом время жизни парасостояния составляет 125 пс, и атомы парапозитрония распадаются внутри соленоида, не достигая детектора. Прошедшие соленоид атомы ортопозитрония попадают на мишень и регистрируются счетчиками детектора «BGO Ball».

В эксперименте магнитное поле будет циклически включаться и выключаться. Измеряется зависимость

$$g(B) = \frac{N_1 T_2}{N_2 T_1}, \quad (1.3)$$

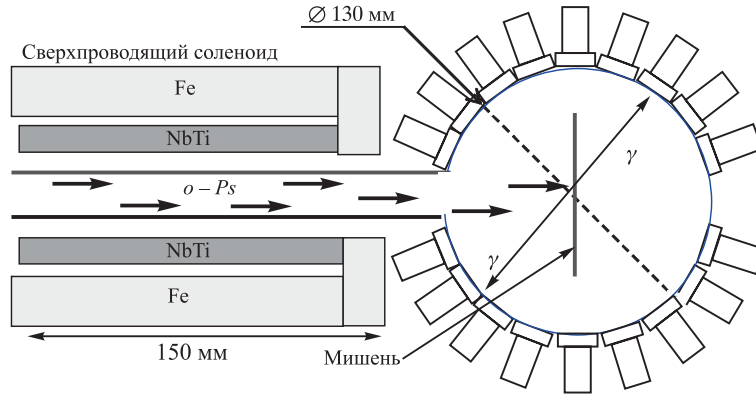


Рис. 1.1. Схема эксперимента по измерению времени жизни парапозитрония

где $N_1(B)$ — число атомов, зарегистрированных детектором за время T_1 при заданном значении B ; N_2 — то же при выключенном поле в за время T_2 . Из полученного графика $g(B)$ путем подгонки к теоретической кривой (см. (2.25), (4.6) и рис. 2.1) извлекается значение времени жизни парапозитрония.

Возможным развитием предлагаемого эксперимента может быть использование СВЧ-резонатора. Такая концепция могла бы увеличить чувствительность измеряемой функции к времени жизни парапозитрония, но она связана с определенными техническими трудностями. На данном этапе эта возможность рассматривается, а в качестве первого варианта выбрана схема с использованием соленоида.

2. ДИНАМИКА РАСПАДА ПОЗИТРОНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

2.1. Состояния позитрония в магнитном поле. Как известно, в магнитном поле происходит смешивание состояний орто- и парапозитрония. Направим ось z вдоль однородного магнитного поля. При отсутствии смешивания парапозитронию (p - P_s) соответствует синглетное состояние с нулевым спином и волновой функцией (см. [15]):

$$\chi_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_+\beta_- - \alpha_-\beta_+),$$

где нижний индекс определяет знак заряда, $\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ характеризуют состояния e^\pm со спином вверх и вниз соответственно. Ортопозитро-

нию (o - Ps) соответствует триплет состояний:

$$\chi_{1,-1} = \beta_+\beta_-, \quad \chi_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_+\beta_- + \alpha_-\beta_+), \quad \chi_{1,1} = \alpha_+\alpha_-.$$

В магнитном поле смешиваются состояния ортопозитрония с нулевой проекцией спина и парапозитрония (χ_{10} и χ_{00}), а остальные два состояния не смешиваются с другими. Смешивание состояний с нулевой проекцией спина определяет динамику аннигиляции позитрония (Ps) в магнитном поле. Оно характеризуется матричным элементом

$$\langle 10|H_{\text{int}}|00 \rangle = \langle 00|H_{\text{int}}|10 \rangle = E = 2\mu B_0, \quad (2.1)$$

где $H_{\text{int}} = \mu(\boldsymbol{\sigma}_- - \boldsymbol{\sigma}_+) \cdot \mathbf{B}_0$ — гамильтониан взаимодействия позитрония с магнитным полем; $\boldsymbol{\sigma}_-$ и $\boldsymbol{\sigma}_+$ — матрицы Паули для электрона и позитрона; B_0 — магнитная индукция; μ — магнитные моменты электрона и позитрона с учетом поправок на их взаимодействие в позитронии и движение центра масс позитрония (подробнее см. раздел 2.4).

Обычно используется приближение, в котором пренебрегается постоянными распада орто- и парапозитрония (Γ_1 и Γ_2 соответственно) по сравнению с угловой частотой ω_0 , характеризующей сверхтонкое расщепление ($\omega_0 = \Delta\varepsilon_{\text{HFS}}/\hbar = 1,28 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$). Хорошо известны формулы, описывающие смешивание состояний с нулевой проекцией спина и динамику аннигиляции позитрония в магнитном поле в этом приближении (см. [16, 17]). В частности, постоянные распада в магнитном поле имеют вид

$$\begin{aligned} \Gamma'_1 &= \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) - \frac{1}{2\sqrt{1+x^2}}(\Gamma_2 - \Gamma_1) = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2 y^2}{1+y^2}, \\ \Gamma'_2 &= \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) + \frac{1}{2\sqrt{1+x^2}}(\Gamma_2 - \Gamma_1) = \frac{\Gamma_1 y^2 + \Gamma_2}{1+y^2}, \\ y &= \frac{x}{\sqrt{1+x^2} + 1}, \quad x = \frac{2E}{\hbar\omega_0} = \frac{4\mu B_0}{\hbar\omega_0} = \frac{B_0}{B_\Delta}, \\ B_\Delta &= \frac{\Delta\varepsilon_{\text{HFS}}}{4\mu} \approx 3,62 \text{ Тл}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Основные уравнения, характеризующие динамику аннигиляции позитрония* с учетом всех влияющих на нее факторов, были выведены в работе [18]. Однако точного решения уравнений в этой работе получено не было. Постоянные распада (annihilation rates) квазиортопозитрония (квази- o - Ps , *ortho-like- Ps*) и квазипарапозитрония (квази- p - Ps , *para-like- Ps*) в маг-

*В литературе процесс аннигиляции позитрония часто называют его «распадом».

нитном поле без пренебрежения Γ_1 и Γ_2 по сравнению с ω_0 найдены в работе [19]:

$$\Gamma'_1 = \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) - \frac{B}{\hbar}, \quad \Gamma'_2 = \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) + \frac{B}{\hbar}, \quad (2.3)$$

где

$$B = \sqrt{\frac{\sqrt{a^2 + \hbar^4 \omega_0^2 (\Gamma_2 - \Gamma_1)^2} - a}{2}}, \quad a = \hbar^2 \left[\omega_0^2 - \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2}{4} \right] + 4E^2. \quad (2.4)$$

В этой работе определялись собственные значения и собственные волновые функции гамильтониана, имеющего вид матрицы, составленной из матричных элементов гамильтониана взаимодействия с учетом распада Ps . Формулы (2.3), (2.4) являются точными и совпадают с результатом, найденным в [20] с помощью матрицы плотности (density matrix).

Для нахождения поправок к формулам (2.2) достаточно учесть слагаемые порядка $(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2 / \omega_0^2$. В этом случае формулы (2.3), (2.4) принимают вид

$$\begin{aligned} \Gamma'_1 &= \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) - \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)}{2\sqrt{1+x^2}} \left[1 + \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2 x^2}{8\omega_0^2(1+x^2)^2} \right] = \\ &= \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2 y^2}{1+y^2} - \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^3 x^2}{16\omega_0^2(1+x^2)^{5/2}}, \\ \Gamma'_2 &= \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) + \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)}{2\sqrt{1+x^2}} \left[1 + \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2 x^2}{8\omega_0^2(1+x^2)^2} \right] = \\ &= \frac{\Gamma_1 y^2 + \Gamma_2}{1+y^2} + \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^3 x^2}{16\omega_0^2(1+x^2)^{5/2}}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Относительная поправка к постоянной распада квазиортопозитрония приблизительно равна $-\frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2}{4\omega_0^2} = -9,8 \cdot 10^{-6}$.

В настоящей работе мы исследуем эволюцию состояния позитрония в постоянном и однородном магнитном поле с помощью подхода, аналогичного использованному в работе [19]. Мы определяем динамику распада путем решения уравнения вида

$$i \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi, \quad H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix}, \quad H_{ij} = \langle i | H_{\text{int}} | j \rangle, \quad (2.6)$$

где $i, j = 1, 2$, а $\Psi = \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix}$ — волновая функция, составленная из амплитуд орто- и парасостояний. Данный матричный гамильтониан H использовался и в работе [19]. Индексы 1 и 2 характеризуют состояния $|10\rangle$ и $|00\rangle$ соответственно.

Система уравнений, определяющих эволюцию амплитуд волновых функций позитрония, имеет вид

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dC_1}{dt} &= H_{11}C_1 + EC_2, \\ i\hbar \frac{dC_2}{dt} &= EC_1 + H_{22}C_2, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где [19]

$$H_{11} = E_0 + \frac{\hbar}{2}(\omega_0 - i\Gamma_1), \quad H_{22} = E_0 - \frac{\hbar}{2}(\omega_0 - i\Gamma_2), \quad E = 2\mu B_0. \quad (2.8)$$

Покажем, что система (2.7) эквивалентна уравнениям Хальперна [18]. Сделаем замену переменных

$$C_1 = a_1 \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\text{Re}(H_{11})t\right], \quad C_2 = a_2 \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\text{Re}(H_{22})t\right]. \quad (2.9)$$

Система (2.7) приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= -\frac{\Gamma_1}{2}a_1 - \frac{i}{\hbar}Ea_2 \exp(i\omega_0 t), \\ \frac{da_2}{dt} &= -\frac{\Gamma_2}{2}a_2 - \frac{i}{\hbar}Ea_1 \exp(-i\omega_0 t), \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= -\gamma_1 a_1 - \frac{i}{\hbar}Ea_2 \exp(i\omega_0 t), \\ \frac{da_2}{dt} &= -\gamma_2 a_2 - \frac{i}{\hbar}Ea_1 \exp(-i\omega_0 t), \end{aligned}$$

и совпадает с приведенной в [18] (где использовались амплитудные константы распада $\gamma_{1,2} = \Gamma_{1,2}/2$). Таким образом, в работе [18] система однородных уравнений (2.7) с постоянными коэффициентами фактически преобразована в систему однородных уравнений с коэффициентами, зависящими от времени.

Подчеркнем, что в этом и следующих разделах рассмотрение производится *в системе покоя позитрония*, т. е. $t = t_{\text{lab}}/\gamma$, где γ — лоренц-фактор.

2.2. Структура состояния позитрония в магнитном поле. Применяемый в [19] и в настоящей работе подход, основанный на использовании матричного гамильтониана, составленного из матричных элементов гамильтониана взаимодействия, хорошо известен в квантовой теории (см. [15, 21]). Система (2.7), как известно, имеет точное решение. Собственные значения и собственные волновые функции матричного гамильтониана H определяются уравнением

$$H\Psi_i = E_i\Psi_i, \quad i = 1, 2.$$

Собственные значения являются комплексными величинами, определяющими энергии квазиорто- и квазипарасостояний и соответствующие постоянные распада. Они имеют вид

$$\begin{aligned}
E_1 &= \frac{H_{11} + H_{22}}{2} + \sqrt{\frac{(H_{11} - H_{22})^2}{4} + E^2} = \\
&= E_0 - i\frac{\hbar}{4}(\Gamma_1 + \Gamma_2) + \frac{1}{2}(A + iB), \\
E_2 &= \frac{H_{11} + H_{22}}{2} - \sqrt{\frac{(H_{11} - H_{22})^2}{4} + E^2} = \\
&= E_0 - i\frac{\hbar}{4}(\Gamma_1 + \Gamma_2) - \frac{1}{2}(A + iB),
\end{aligned} \tag{2.10}$$

где

$$\begin{aligned}
\sqrt{\frac{(H_{11} - H_{22})^2}{4} + E^2} &= \frac{1}{2}\sqrt{\hbar^2\left(\omega_0 + i\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2}\right)^2 + 4E^2} = \frac{1}{2}(A + iB), \\
A &= \sqrt{\frac{\sqrt{a^2 + \hbar^4\omega_0^2(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2} + a}{2}},
\end{aligned} \tag{2.11}$$

а B определяется формулой (2.4). Собственные волновые функции определяются с точностью до постоянных множителей (если они не нормированы на единицу) и имеют вид

$$\begin{aligned}
\Psi_1 &= \left(\begin{array}{c} \hbar\left(\omega_0 + i\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2}\right) + A + iB \\ 2E \end{array} \right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_1 t\right), \\
\Psi_2 &= \left(\begin{array}{c} -2E \\ \hbar\left(\omega_0 + i\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2}\right) + A + iB \end{array} \right) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_2 t\right).
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Собственные волновые функции Ψ_1 и Ψ_2 характеризуют состояния квазиорто- и квазипарапозитрония соответственно. Любая волновая функция может быть представлена в виде суперпозиции этих состояний:

$$\Psi(t) = \beta_1\Psi_1(t) + \beta_2\Psi_2(t), \tag{2.13}$$

где β_1 и β_2 — постоянные, определяемые начальными условиями, т. е. сшиванием функций на границе. Спиновые амплитуды равны

$$\begin{aligned}
C_1(t) &= \beta_1 \left[\hbar \left(\omega_0 + i \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right) + A + iB \right] \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t \right) + \\
&\quad + \beta_2 \cdot (-2E) \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_2 t \right), \\
C_2(t) &= \beta_1 \cdot 2E \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t \right) + \\
&\quad + \beta_2 \left[\hbar \left(\omega_0 + i \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right) + A + iB \right] \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_2 t \right).
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Обычно известны амплитуды в начальный момент времени $t = 0$ [$C_1(0)$ и $C_2(0)$]. Эти амплитуды, в общем случае комплексные, удовлетворяют соотношению

$$|C_1(0)|^2 + |C_2(0)|^2 = 1.$$

При отсутствии паразитотрония в начальный момент времени $|C_1(0)| = 1$, $C_2(0) = 0$. В общем случае

$$\begin{aligned}
C_1(t) &= \frac{1}{2(A + iB)} \left\{ \left[\left(\hbar \left(\omega_0 + i \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right) + A + iB \right) C_1(0) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + 2EC_2(0) \right] \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t \right) + \right. \\
&\quad + \left[\left(A + iB - \hbar \left(\omega_0 + i \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right) \right) C_1(0) - \right. \\
&\quad \left. \left. - 2EC_2(0) \right] \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_2 t \right) \right\}, \\
C_2(t) &= \frac{1}{2(A + iB)} \left\{ \left[2EC_1(0) + \right. \right. \\
&\quad + \left(A + iB - \hbar \left(\omega_0 + i \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right) \right) C_2(0) \right] \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t \right) + \\
&\quad + \left[-2EC_1(0) + \right. \\
&\quad \left. \left. + \left(\hbar \left(\omega_0 + i \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right) + A + iB \right) C_2(0) \right] \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E_2 t \right) \right\}.
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Формулы (2.15) дают общее решение задачи о структуре и эволюции состояния позитрония в магнитном поле.

2.3. Эволюция состояния позитрония, прошедшего соленоид с магнитным полем. Будем считать, что однородное магнитное поле включается в системе покоя позитрония в момент времени $t = 0$ (позитроний входит в соленоид) и выключается в момент времени $t = \tau$ (позитроний выходит из соленоида), а амплитуды орто- и парасостояний при $t = 0$ равны α_1 и α_2 .

Внутри соленоида базисными являются не орто- и парасостояния, а состояния квазиортопозитрония (ortho-like- Ps) и квазипарапозитрония (para-like- Ps), являющиеся суперпозицией состояний со спинами 0 и 1 и имеющие энергии $\text{Re}(E_1)$ и $\text{Re}(E_2)$ соответственно.

После выхода из соленоида базисными вновь являются орто- и парасостояния, описываемые амплитудами $\Sigma_1(t) = \delta_1 \exp(-i/\hbar E_o t)$ и $\Sigma_2(t) = \delta_2 \exp(-i/\hbar E_p t)$ соответственно. Комплексные энергии орто- и парасостояний равны

$$E_o = H_{11}, E_p = H_{22}.$$

Амплитуды должны удовлетворять условию сшивания решений на границе:

$$C_1(\tau) = \delta_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_o \tau\right), C_2(\tau) = \delta_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_p \tau\right). \quad (2.16)$$

После выхода из соленоида амплитуды орто- и парасостояний определяются выражениями

$$\Sigma_1(t) = C_1(\tau) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} E_o (t - \tau)\right], \Sigma_2(t) = C_2(\tau) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} E_p (t - \tau)\right]. \quad (2.17)$$

Рассмотрим теперь практически важный случай $C_1(0) = 1, C_2(0) = 0$, который реализуется в эксперименте. В этом случае

$$C_1(t) = \frac{1}{2(A + iB)} \left\{ \left[\hbar(\omega_0 + i\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2}) + A + iB \right] \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t\right) + \left[A + iB - \hbar(\omega_0 + i\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2}) \right] \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_2 t\right) \right\}, \quad (2.18)$$

$$C_2(t) = \frac{E}{A + iB} \left\{ \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t\right) - \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_2 t\right) \right\}.$$

Представим комплексные числа в показательной форме:

$$A + iB \pm \hbar \left(\omega_0 + i\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right) = B_{1,2} \exp(i\phi_{1,2}), \quad (2.19)$$

$$B_{1,2} = \sqrt{(A \pm \hbar\omega_0)^2 + \left(B \pm \hbar\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right)^2}, \phi_{1,2} = \arctg \frac{2B \pm \hbar(\Gamma_2 - \Gamma_1)}{2(A \pm \hbar\omega_0)}.$$

В результате формула для амплитуды нахождения позитрония в ортосостоянии приобретает вид

$$C_1(t) = \frac{1}{2(A + iB)} \times \left\{ B_1 \exp[-i(\omega_1 t - \phi_1) - \frac{\Gamma'_1}{2}t] + B_2 \exp[-i(\omega_2 t - \phi_2) - \frac{\Gamma'_2}{2}t] \right\}, \quad (2.20)$$

где

$$\omega_1 = \frac{\text{Re}(E_1)}{\hbar} = \frac{E_0}{\hbar} + \frac{A}{2\hbar}, \omega_2 = \frac{\text{Re}(E_2)}{\hbar} = \frac{E_0}{\hbar} - \frac{A}{2\hbar}. \quad (2.21)$$

Легко видеть, что формулы (2.20), (2.21) описывают осцилляции с частотой, близкой к частоте сверхтонкого перехода. Квадраты модуля амплитуд, характеризующие вероятности нахождения позитрония в орто- и парасостояниях, равны

$$F(t) = |C_1(t)|^2 = \frac{1}{4\Omega^2} \left\{ B_1^2 \exp(-\Gamma'_1 t) + B_2^2 \exp(-\Gamma'_2 t) + 2B_1 B_2 \exp\left(-\frac{\Gamma'_1 + \Gamma'_2}{2}t\right) \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\phi_1 - \phi_2)] \right\}, \quad (2.22)$$

$$G(t) = |C_2(t)|^2 = \frac{E^2}{\Omega^2} \left\{ \exp(-\Gamma'_1 t) + \exp(-\Gamma'_2 t) - 2 \exp\left(-\frac{\Gamma'_1 + \Gamma'_2}{2}t\right) \cos[(\omega_1 - \omega_2)t] \right\},$$

где

$$\Omega = \sqrt{A^2 + B^2} = \left(\left\{ \hbar^2 \left[\omega_0^2 + \frac{(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2}{4} \right] + 4E^2 \right\}^2 - 4\hbar^2(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2 E^2 \right)^{1/4}. \quad (2.23)$$

При $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$ $F(t) + G(t) = 1$.

Следовательно, внутри соленоида происходят осцилляции с угловой частотой

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{A}{\hbar} \approx \omega_0 \sqrt{1 + x^2}.$$

Как упоминалось выше, смешивается только состояние с нулевой проекцией спина. Предполагая, что на входе в соленоид с магнитным полем существуют только атомы в ортосостоянии и что доли атомов со спинами 0 и ± 1 равны

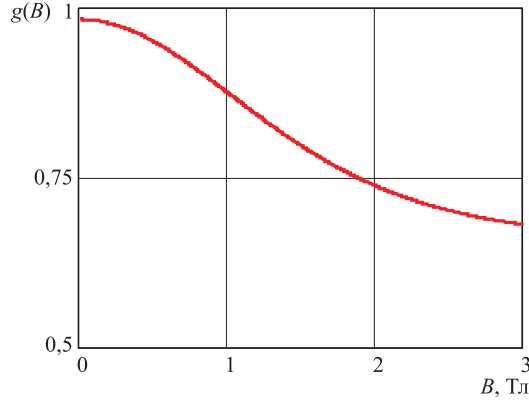


Рис. 2.1. Зависимость функции (2.25) от величины магнитного поля

соответственно по $1/3$, получаем формулу для вероятности атома выйти из соленоида в ортосостоянии:

$$f(\tau, B_0) = \frac{2}{3} \exp(-\Gamma_1 \tau) + \frac{1}{3} F(\tau, B_0), \quad \tau = \frac{L}{\gamma v}, \quad (2.24)$$

где $F(\tau, B_0)$ задается формулой (2.22); B_0 — величина магнитного поля в соленоиде; L — длина соленоида; v — скорость атомов позитрония; γ — лоренц-фактор. Теоретическое значение измеряемой функции (1.2) задается выражением

$$g(\tau, B_0) = \frac{f(\tau, B_0)}{f(\tau, 0)} = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} F(\tau, B_0) \cdot \exp(-\Gamma_1 \tau). \quad (2.25)$$

Зависимость функции (2.25) от величины магнитного поля при $L = 15$ см представлена на рис. 2.1. Изменение функции (2.25) при разных значениях времени жизни парапозитрония проиллюстрировано на рис. 2.2. На графике по оси ординат отложена функция

$$\delta g(B, x) = \frac{g(B, \Gamma_2 \{1 + 10^{-4} \cdot x\})}{g(B, \Gamma_2)} - 1, \quad (2.26)$$

где B — величина магнитного поля; Γ_2 — постоянная распада ортопозитрония, а функция g задается формулой (2.25). Видно, что для получения требуемой относительной точности в определении времени жизни $1 \cdot 10^{-4}$ необходимо определять функцию (2.25) с точностью лучше $1 \cdot 10^{-5}$.

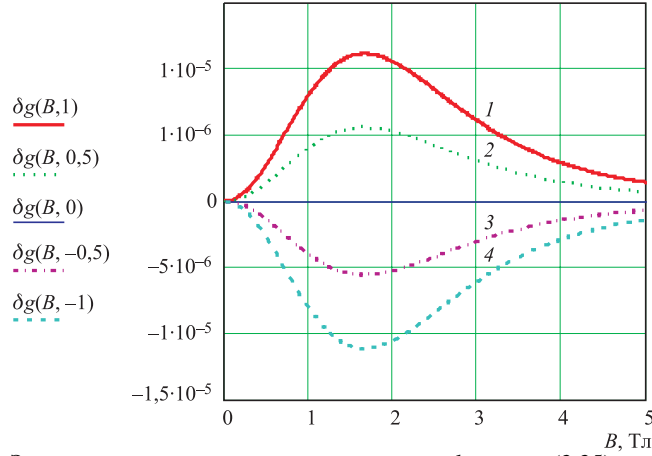


Рис. 2.2. Зависимость относительного отклонения функции (2.25) при изменении значения времени жизни парапозитрония от величины магнитного поля: $\Delta\Gamma_2/\Gamma_2 = 1 \cdot 10^{-4}$ (1), $0,5 \cdot 10^{-4}$ (2), $-0,5 \cdot 10^{-4}$ (3), $-1 \cdot 10^{-4}$ (4)

2.4. Релятивистские поправки к магнитному моменту позитрония.

Вопрос о величине оператора магнитного момента позитрония весьма важен, поскольку отличие магнитных моментов электрона и позитрона в атоме позитрония от магнитных моментов свободных частиц влияет на характер смешивания состояний орто- и парапозитрония в магнитном поле. Величина магнитного момента электрона и позитрона в позитронии μ , входящая в формулу (2.1), определяется двумя факторами:

- а) взаимодействием электрона и позитрона в атоме позитрония;
- б) движением атома позитрония как целого в магнитном поле.

Этой проблеме уделялось серьезное внимание (см. [22–24] и цитированную там литературу). В работах [22, 24] учитывались релятивистские поправки порядка α^2 (α — постоянная тонкой структуры) как к дираковскому, так и к аномальному магнитному моменту, обусловленные взаимодействием электрона и позитрона, и для магнитного момента электрона (позитрона) в основном состоянии Ps ($n = 1$) было найдено выражение

$$\mu = \mu_0 \left(1 + a_e - \frac{5\alpha^2}{24} - \frac{\alpha^2}{24} a_e \right), \quad a_e = \frac{g_e - 2}{2}, \quad \mu_0 = \frac{e}{2m_e}, \quad (2.27)$$

где g_e — g -фактор свободного электрона (позитрона); μ_0 — дираковский магнитный момент.

В работе [23] не рассчитывались поправки к аномальному магнитному моменту, но были учтены поправки к дираковскому магнитному моменту на

движение позитрония:

$$\mu = \frac{\mu_0 g_e}{2} \left(1 - \frac{5\alpha^2}{24} - \frac{T}{2m_e c^2} \right), \quad (2.28)$$

где T — полная кинетическая энергия атома Ps , равная удвоенной кинетической энергии электрона и позитрона.

Поскольку предполагается использовать пучки позитрония с энергией 20 кэВ, то $T/(2m_e) = 0,01$ и точность, даваемая формулой (2.27), явно недостаточна. В этом случае влияние движения атомов позитрония на величину μ необходимо учитывать точно. Этого можно достигнуть путем использования релятивистских формул для операторов магнитных моментов свободных электронов и позитронов в магнитном поле [25, 26]. Часть гамильтониана, описывающая взаимодействие с магнитным полем, для рассматриваемого случая имеет вид

$$H_{\text{int}} = - \left(\frac{\mu_0}{\gamma} + \mu' \right) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} + \frac{\mu'}{\gamma(\gamma+1)} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\beta})(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{B}), \quad \boldsymbol{\beta} = \frac{\mathbf{v}}{c}, \quad (2.29)$$

где μ' — аномальный магнитный момент. При движении позитрония вдоль магнитного поля

$$H_{\text{int}} = - \frac{\mu_0 + \mu'}{\gamma} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} = - \frac{\mu_0 g_e}{2\gamma} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}$$

и

$$\mu = \frac{\mu_0 g_e}{2\gamma}. \quad (2.30)$$

Формулы (2.27)–(2.29) согласуются друг с другом.

Для учета поправок, даваемых взаимодействием электрона и позитрона, можно объединить формулы (2.27) и (2.30):

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{g_e}{2\gamma} - \frac{5\alpha^2}{24} - \frac{\alpha^2}{24} a_e \right). \quad (2.31)$$

Формула (2.31) не учитывает

- а) влияние движения атома на величину поправок, пропорциональных α^2 ;
- б) разницу между массой атома и суммой масс электрона и позитрона.

Ошибка, вносимая каждым из этих факторов, имеет порядок величины $\alpha^2 T/m_e \sim 10^{-6}$, который и характеризует точность, даваемую формулой (2.31). Такого же порядка и вклад этой ошибки в ошибку измеряемой функции, и он пренебрежимо мал.

3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка ЛЕРТА представляет собой комплекс физических устройств, предназначенных для получения и накопления позитронов, генерации потока атомов позитрония и постановки экспериментов с ним. Установка ЛЕРТА состоит из инжектора позитронов, накопителя с системой электронного охлаждения и комплекса детекторов для проведения физических экспериментов (рис. 3.1). Основные параметры накопителя позитронов представлены в табл. 3.1.

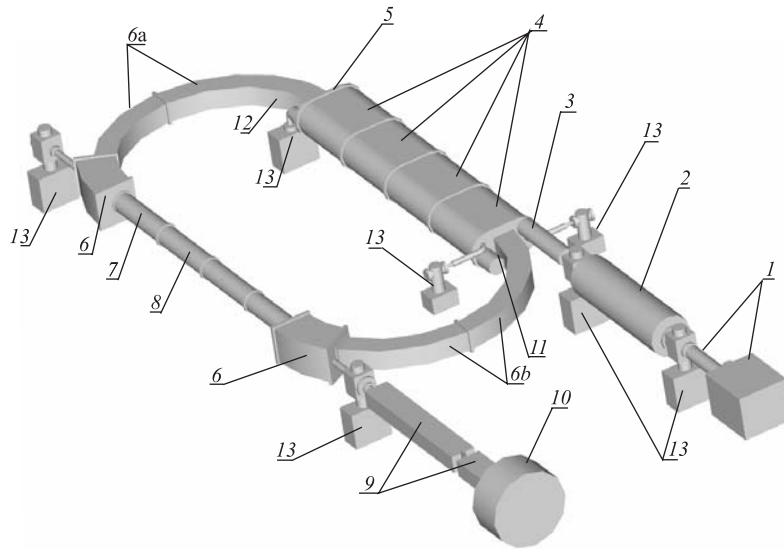


Рис. 3.1. Схема установки ЛЕРТА: 1 — источник позитронов; 2 — позитронная ловушка; 3 — секция инжекции позитронов; 4 — септумные соленоиды; 5 — кикер (расположен внутри септумного соленоида); 6 — тороидальные соленоиды; 7 — соленоид и квадрупольная катушка; 8 — секция электронного охлаждения, прямолинейный соленоид; 9 — сверхпроводящий соленоид; 10 — детектор; 11 — электронная пушка; 12 — коллектор электронов; 13 — магнитоэлектрические вакуумные насосы

Фокусировка частиц в накопителе осуществляется с помощью продольного магнитного поля, которое приводит к замагниченности обеих частиц — позитронов и электронов. Перед тем как перейти к физическим экспериментам, необходимо осуществить и исследовать накопление позитронов в кольце ЛЕРТА и электронное охлаждение циркулирующих позитронов. Электронное охлаждение замагниченных частиц обладает рядом преимуществ [27]: оно позволяет достичь малого углового разброса и малого разброса по скорости в пучке ортопозитрония.

Таблица 3.1. Проектные параметры накопителя LEPTA

Накопитель LEPTA	
Периметр, м	17,12
Энергия позитронов, кэВ	10,0
Период обращения, нс	300
Продольное магнитное поле, Гс	400
Средний радиус тороидальных магнитов, м	1,45
Поперечное магнитное поле, Гс	1,75
Градиент спирального квадрупольного поля, Гс/см	10,0
Радиус позитронного пучка, см	0,5
Число позитронов в накопителе	$1 \cdot 10^8$
Давление остаточного газа, торр	$1 \cdot 10^{-10}$
Система электронного охлаждения	
Длина секции охлаждения, м	4,53
Ток пучка, А	0,5
Радиус пучка, см	1
Плотность электронов, см^{-3}	$1,66 \cdot 10^8$
Параметры пучка ортопозитрония	
Интенсивность, атом/с	$1 \cdot 10^4$
Угловой разброс, мрад	1
Разброс скоростей	$1 \cdot 10^{-4}$
Диаметр пучка на выходе из кольца, см	1,1
Длина распада ортопозитрония, м	8,52

В накопителе LEPTA производится фокусировка пучка циркулирующих частиц продольным магнитным полем. Для совмещения и разведения электронного и позитронного пучков используется центробежный дрейф на тороидальных участках накопителя, что является оригинальной чертой данного накопителя [3]. Инжекция позитронов в накопитель и вывод циркулирующего позитронного пучка для анализа его параметров осуществляются при помощи импульсного электрического кикера. Для получения долговременной устойчивости при движении позитронов по равновесной орбите применяется дополнительная обмотка, создающая спиральное квадрупольное поле. Ключевую роль играет электронное охлаждение позитронов, которое будет осуществлено впервые. При этом электронный пучок будет использоваться как для обеспечения режима охлаждения позитронов, так и в качестве мишени для генерации позитрония.

В накопителе LEPTA планируется использовать однооборотную инжекцию. Соответственно, длительность импульса инжекции должна быть короче периода обращения частиц в накопителе, который составляет 300 нс.

Существенной особенностью накопителя LEPТА является малая величина продольного акцептанса $-\Delta p/p < 10^{-3}$, что накладывает жесткие ограничения на разброс позитронов по энергии. Для выполнения этих требований был разработан инжектор позитронов низкой энергии, прототипом конструкции которого послужила установка по накоплению низкоэнергичных позитронов, работающая в ЦЕРН на эксперименте по получению антиводорода, — ATHENA (AnTyHidrogEN Apparatus) [28].

Период между циклами инжекции позитронов в накопитель выбирается равным времени жизни позитронов в кольце, которое определяется эффектом рассеяния позитронов на атомах остаточного газа с последующей гибелью на стенках вакуумной камеры. При давлении 10^{10} Торр значение времени жизни составляет $\tau_{\text{beam}} = 100$ с. Между циклами инжекции количество циркулирующих позитронов (и, соответственно, интенсивность потока атомов позитрония на выходе) экспоненциально спадает. Для исключения влияния зависимости потока позитрония от времени на результаты измерения в течение периода измерений чередуются циклы с наличием и отсутствием магнитного поля (рис. 3.2). Продолжительность такого цикла определяется техническими возможностями по быстрому включению и выключению соленоида и измерению магнитного поля.

Сверхпроводящий соленоид детектирующей системы (рис. 3.1, поз. 9) предназначен для создания магнитного поля с максимальной величиной 4 Тл. На каркас длиной 150 мм наматывается сверхпроводящий провод диаметром 0,3 мм, способный в сверхпроводящем состоянии пропускать ток до 100 А и достигать поля до 4 Тл. Для создания такого поля при токе 50 А необходимо намотать на катушку 10000 витков провода равномерно в 26 слоев.

Обмотка соленоида помещается в *двойной тепловой экран* толщиной 10 мм, предназначенный для поддержания необходимой температуры. Первый экран охлаждается жидким гелием (расход гелия 10 л/сут). Второй экран охлаждается жидким азотом (расход азота 3 л/сут). Экраны разделены вакуумным зазором толщиной 2–3 мм.

Предварительное рассмотрение показало, что технически достижима стабильность тока и, соответственно, поля соленоида лучше 10^{-5} при одновременном контроле абсолютного значения поля с помощью ЯМР-магнитометра с точностью порядка 10^{-6} [29].

Предлагаемый детектор частиц (рис. 3.1, поз. 10, и рис. 1.1) состоит из мишени и 30 ВГО-счетчиков, расположенных по сфере вокруг мишени. При попадании на мишень позитроний распадается на электрон и позитрон, и последний аннигилирует с образованием двух или трех γ -квантов, регистрируемых ВГО-счетчиками.

ВГО-счетчик представляет собой сцинтилляционный детектор на базе кристалла $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. Время высвечивания ВГО составляет ~ 300 нс с очень малым послесвечением в миллисекундной области (0,005 %), что делает дан-

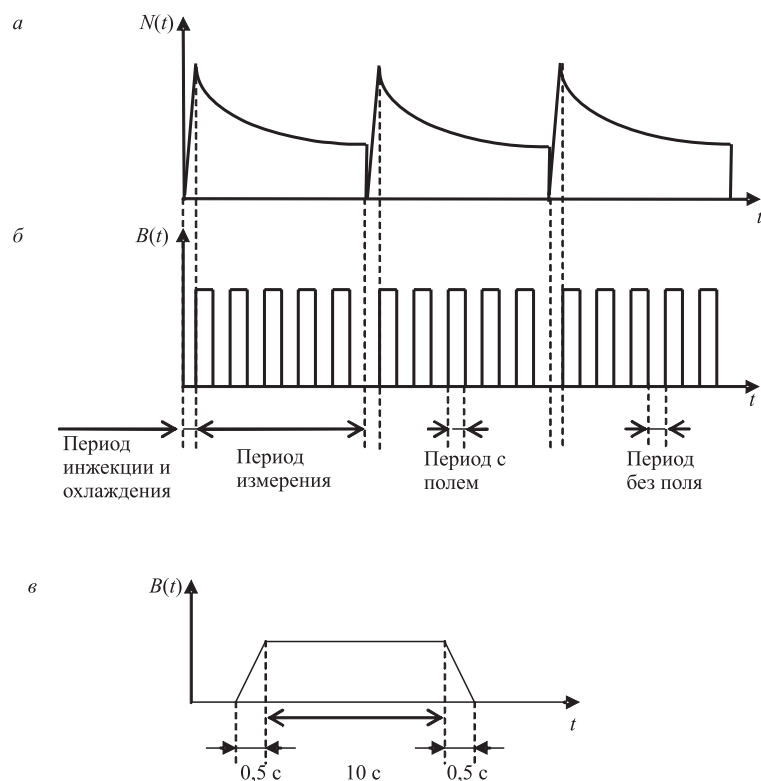


Рис. 3.2. Временная структура потока позитрония на выходе накопителя и стратегия эксперимента: а) поток позитрония на выходе из накопителя; б) зависимость напряженности поля соленоида от времени; в) зависимость $B(t)$ в одном цикле включения и выключения поля

ный сцинтиллятор более быстродействующим, чем традиционный NaI (Tl). Толщина кристаллов детектора составляет 5 см, что позволяет регистрировать γ -кванты от распадов позитрония с эффективностью, близкой к 100 %.

В качестве мишени предполагается выбрать сцинтиллятор YAP (кристалл $YAlO_3$, активированный цезием). Диаметр YAP выбран равным 2 см, толщина — 300 мкм. Время высвечивания YAP составляет ~ 25 нс. Радиационная длина поглощения γ -квантов с энергией 511 кэВ составляет 2,63 см. При регистрации позитрония существует эффект обратного вылета электрона или позитрона. В связи с этим перед сцинтиллятором предполагается установить микросетку с положительным потенциалом, которая будет возвращать вылетевший позитрон в сцинтиллятор. При хорошей технической реализации

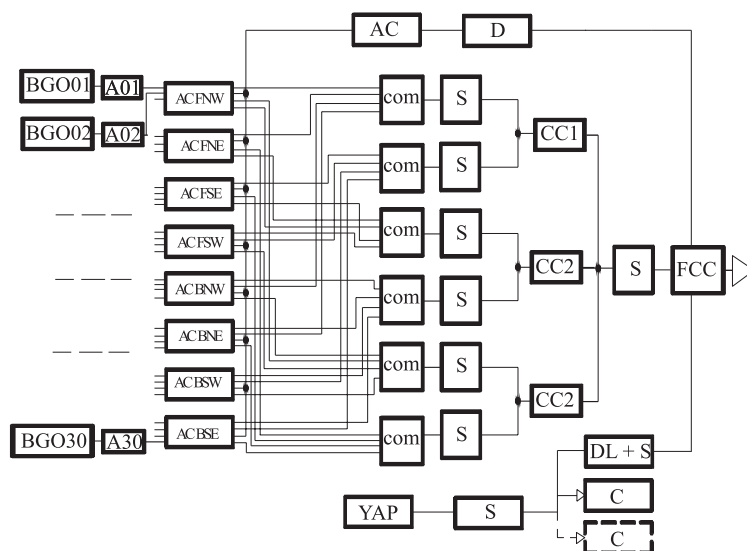


Рис. 3.3. Принципиальная схема электроники: А — усилитель (amplifier); АС — аналоговый смеситель (analog combiner); com — смеситель (combiner); D — дискриминатор (discriminator); S — формирователь (shaper); CC — схема совпадений (coincidence circuit); FCC — конечная схема совпадений (final CC); DL — линия задержки (delay line); C — счетчик (counter)

поверхности YAP и с применением микросетки эффективность регистрации позитрония сцинтиллятором предполагается осуществимой на уровне 95 %.

Детектор в эксперименте предполагается использовать в режиме счетчика. Цикл измерений с полем или без поля (рис. 5, б) удваивается по времени — сначала набирается статистика при открытом потоке на детектор, затем в течение того же времени пучок механически перекрывается и набирается статистика фоновых событий. Продолжительность такого цикла составит около 10 с.

Схема электроники представлена на рис. 3.3. Принцип работы схемы следующий. Сфера детектора Ball разбивается на восемь частей следующего типа: FNW, FNE, FSW, FSE, BNW, BNE, BSW, BSE, где F — передняя часть сферы (forward), B — задняя (back), N — верхняя (north), S — нижняя (south), W — левая (west) и E — правая (east). В шести частях с помощью аналоговых смесителей с порогом ~ 50 кэВ объединено по четыре счетчика, в двух — по три. В аналоговой ветви схемы все восемь частей объединяются на аналоговом смесителе, и сигнал поступает на дискриминатор с порогом на уровне $\sim 0,7$ МэВ. Сигнал с выхода дискриминатора поступает на конечную схему совпадений. В логической ветви схемы выбранные части сферы попа-

дают на смесители и после формирования в течение ~ 100 нс — на схемы совпадений. Совпадения организуются следующим образом: FNW + FNE + FSW + FSE и BNW + BNE + BSW + BSE, FNW + BNW + FNE + BNE и FSW + BSW + FSE + BSE, FNW + BNW + FSW + BSW и FNE + BNE + FSE + BSE — всего три схемы совпадений. С выходов данных схем совпадений сигнал через смеситель попадает на конечную схему совпадений. И, кроме этого, на конечную схему совпадений попадает задержанный сигнал с YAP. Срабатывания YAP также считаются на независимом счетчике. Цикл обработки сигнала схемой составит порядка 1–3 мкс. По приходе сигнала на YAP на это время (время блокировки τ) разрывается цепь, соединяющая YAP с конечной схемой совпадений и счетчиком. В течение времени блокировки возможна реализация счета сигналов с YAP дополнительным счетчиком.

Порог на дискриминаторе выбирается таким образом, чтобы, во-первых, исключить влияние плавания 50-кэвного порога на первичных аналоговых смесителях на эффективность регистрации γ -квантов распада позитрония, во-вторых, как можно меньше потерять в самой эффективности регистрации. Оптимальное значение порога будет выбрано позднее.

Окончательная эффективность регистрации атомов позитрония детектором предполагается равной

$$\eta \sim 70 \%. \quad (3.1)$$

Следует отметить, что в предполагаемой постановке эксперимента при условии, что эффективность детектора стабильна в течение времени $\tau_{\text{beam}} = 100$ с, она будет оказывать влияние только на набираемую статистику, в связи с чем *точность определения эффективности детектора не играет роли*.

После прихода сигнала ветвь, соединяющая YAP с конечной схемой совпадений, блокируется на время τ , что приводит к потере сигналов, приходящих в течение этого времени. Сделаем поправку на эти просчеты. Пусть в течение времени T детектор (с учетом срабатывания схемы совпадений) зарегистрировал N_{tot}^+ событий, потерял, соответственно, N_{tot}^- событий, а независимый счетчик YAP зарегистрировал N_{YAP} событий. При отсутствии просчетов было бы зарегистрировано $N_{\text{tot}} = N_{\text{tot}}^+ + N_{\text{tot}}^-$ событий, и именно эта величина должна подставляться в экспериментальную зависимость. Аналитическая поправка на просчеты задается формулой

$$N_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{tot}}^+}{1 - (\tau/T)N_{\text{YAP}}}. \quad (3.2)$$

Предполагая $[\delta N_{\text{tot}}]_{\tau} \approx 1 - 5 \cdot 10^{-6}$, получаем требование на точность времени блокировки $\Delta\tau \sim 0,2-1$ нс. При величине времени блокировки $\tau \sim 2$ мкс и максимальном среднем потоке $N_{\text{YAP}}/T \approx 5 \cdot 10^3$ с $^{-1}$ получаем значение поправки

$$\varepsilon = \frac{\tau}{T}N_{\text{YAP}} \sim 10^{-2}. \quad (3.3)$$

Поправка (3.2)–(3.3) получена аналитическим способом, но имеет смысл измерить число просчетов за время блокировки экспериментально. Для этого в момент блокировки канала с YAP на схему совпадений открывается на время блокировки второй канал счета YAP, который считает просчеты. Пусть N_{YAP}^+ и N_{YAP}^- — соответственно события, сосчитанные первым и вторым каналами YAP за время измерений T ; N^+ — число срабатываний конечной схемы совпадений за это же время; τ_{YAP} — мертвое время YAP, составляющее ~ 100 нс. Тогда получаем для уточненного числа событий, вызвавших срабатывание конечной схемы совпадений,

$$N_{\text{полез}} = \frac{N_{\text{YAP}}^+ + N_{\text{YAP}}^-}{1 - \frac{(N_{\text{YAP}}^- + N_{\text{YAP}}^+) \tau_{\text{YAP}}}{T}} \frac{N^+}{N_{\text{YAP}}^+}. \quad (3.4)$$

Сопоставляя (3.2) и (3.4), учитывая (3.3) и соотношения $N_{\text{YAP}}^- \approx \varepsilon N_{\text{YAP}}^+$, $N^+ \approx N_{\text{YAP}}^+$, получаем, как и ранее, относительную точность $[\delta N_{\text{полез}}]_{\tau_{\text{YAP}}} \approx (1-5) \cdot 10^{-6}$ при точности мертвого времени YAP $\Delta \tau_{\text{YAP}} \sim 0,2-1$ нс. Таким образом, требование на относительную точность мертвого времени YAP на порядок слабее, чем требование на относительную точность времени блокировки YAP при аналитическом учете просчетов. Реализация данного метода будет дополнительно исследована и, возможно, использована в эксперименте.

Предполагается наличие двух основных источников фона — случайный (космический) фон и фон от распадов позитрония на лету — в основном в соленоиде при включенном магнитном поле. Однако при толщине YAP 300 мкм, радиационной длине поглощения γ -квантов с энергией 511 кэВ 2,63 см, диаметре мишени 2 см и расстоянии от конца соленоида до мишени 1 м относительная доля зарегистрированных детектором γ -квантов от распадов на лету пренебрежимо мала — порядка $10^{-6}-10^{-7}$. Таким образом, остается космический фон, который учитывается при фоновых измерениях, когда пучок позитрония закрыт и не попадает на детектор. Ожидается, что интенсивность космического фона на YAP не превысит 10 с^{-1} . Если после пересчета (3.2) или (3.4) получено N_{tot} событий при полезных измерениях и N_{bg} событий при фоновых измерениях, число полезных событий и его статистическая ошибка оцениваются по формулам

$$N_{\text{пол}} = N_{\text{tot}} - N_{\text{bg}}, \quad \Delta N_{\text{пол}} = (1 + \kappa) \sqrt{N_{\text{пол}}}, \quad (3.5)$$

где $\kappa = N_{\text{bg}}/N_{\text{пол}}$ — отношение фона к полезному сигналу. Таким образом, с учетом фона статистическая ошибка возрастает в $1 + \kappa$ раз, где в нашем случае $\kappa \sim 10^{-2}-10^{-3}$.

В процессе генерации позитрония часть атомов, порядка 1 %, образуется в метастабильном состоянии 2^3S_1 , имеющем время жизни $\tau_{\text{meta}} = 1,1$ мкс. Аналитический учет этой доли атомов в теоретических формулах крайне

затруднен из-за большой неопределенности параметров процесса рекомбинации. Кроме того, в любом случае требуется экспериментальное значение величины примеси этого состояния. Поэтому гораздо предпочтительнее попросту избавиться от таких метастабильных атомов. Это можно сделать, переводя их принудительно в основное состояние. С этой целью между секцией генерации позитрония и сверхпроводящим соленоидом устанавливается резонатор, настраиваемый, например, на частоту перехода с метастабильного 2^3S_1 -уровня на 2^1P_0 - или 2^1P_1 - уровень, откуда атом за время, много меньшее времени жизни ортопозитрония, переходит в основное 1^1S_0 -состояние (парасостояние) и быстро аннигилирует. Таким образом, снимается проблема метастабильного уровня. Можно, в принципе, переводить таким же образом атомы с 2^3S_1 -уровня на основной уровень, но в ортосостояние, поскольку в детекторе предусмотрен контроль полного потока o - Ps .

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИИ. ТРЕБОВАНИЯ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ. СТАТИСТИКА. ОШИБКИ

Пусть в течение цикла инжекции $\tau = 100$ с магнитное поле включено и равно B в течение времени $2t_1$, выключено в течение времени $2t_2$ и находится в переходном состоянии в течение времени t_3 , $\tau = 2t_1 + 2t_2 + t_3$, будем считать $t_1 = t_2$. Пусть в i -м цикле инжекции детектор Wall зарегистрировал (с учетом поправки (3.2) или (3.4) и после вычитания фона) N_1^i атомов позитрония за время t_1 и, соответственно, N_2^i атомов за время t_2 . Тогда экспериментальное значение исследуемой величины g в i -м цикле дается формулой

$$g_{\text{exp}}^i = \frac{N_1^i}{N_2^i}. \quad (4.1)$$

Если в эксперименте осуществлено M циклов инжекции, экспериментальное значение g выражается следующим образом:

$$g_{\text{exp}} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M g_{\text{exp}}^i. \quad (4.2)$$

Затем экспериментальное значение g_{exp} сравнивается с теоретическим g_{th} . Теоретическое значение также определяется в каждом цикле инжекции, после чего вычисляется среднее:

$$g_{\text{th}} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M g_{\text{th}}^i. \quad (4.3)$$

Для определения теоретического значения g_{th}^i были сделаны следующие предположения:

— пучок позитрония, генерируемый в ЛЕРТА, имеет гауссово аксиально-симметричное пространственное распределение:

$$\rho(r) = \frac{1}{\sigma_0^2} \exp\left[\frac{-r^2}{2\sigma_0^2}\right], \quad (4.4)$$

где $\sigma_0 = 0,5$ см;

— распределение атомов позитрония по скоростям также гауссово:

$$\rho_v(v, r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[\frac{-(v - v_0(r))^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (4.5)$$

Здесь предполагается $v_0(r) = v_0 - \kappa r^2$, $\sigma = 2 \cdot 10^{-3} v_0$, $\kappa = 0,016 v_0$, $v_0 = 6 \cdot 10^9$ см/с;

— эффективное магнитное поле считается однородным на длине $L = 15$ см;

— временные интервалы t_1 и t_2 в течение цикла инжекции выбираются таким образом, что выполняется условие $\int_{t_1}^{\infty} \exp[-t/\tau_{\text{beam}}] = \int_{-\infty}^{t_2} \exp[-t/\tau_{\text{beam}}]$.

В этих предположениях теоретическое значение функции $g(B)$ в каждом цикле инжекции задается выражением

$$g_{\text{th}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} f(v, B) \rho(r) \rho_v(v, r) r dr dv}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} f(v, 0) \rho(r) \rho_v(v, r) r dr dv}, \quad (4.6)$$

где $f(v, B)$ задается формулами (2.22), (2.24), $f(v, 0) = \exp(-\Gamma_1(L/\gamma v))$.

Экспериментально измеренная зависимость $g_{\text{exp}}(B)$ сравнивается с семейством кривых $g_{\text{th}}(B, \Gamma_2)$, откуда и определяется искомое время жизни парапозитрония.

Формулы (2.22) и (2.24) дают точное выражение для вероятности обнаружить атом позитрония в ортосостоянии на выходе соленоида, однако они довольно громоздки. Для оценок необходимых точностей, статистики и ошибок можно пользоваться приближенной формулой [18]:

$$f(B) = \frac{2}{3} \exp(-\Gamma_1 \tau) + \frac{1}{3(1+y^2)} [\exp(-\Gamma'_1 \tau) + y^2 \exp(-\Gamma'_2 \tau)], \quad (4.7)$$

где $\tau = L/\gamma v$ и все обозначения пояснены в (2.2). С учетом (4.7) исследуемая в эксперименте функция $g(B)$ переписывается в виде

$$g(B) = \frac{2}{3} + \frac{1}{3(1+y^2)} [\exp(-\{\Gamma'_1 - \Gamma_1\} \tau) + \exp(-\{\Gamma'_2 - \Gamma_2\} \tau)]. \quad (4.8)$$

В выражение для $g(B)$ входят три константы: обратное время жизни парапозитрония Γ_2 , обратное время жизни ортопозитрония Γ_1 и тонкая структура уровней основного состояния позитрония $\Delta\varepsilon_{\text{HFS}}$. В интервале магнитного поля $B \in [1,3; 2,3]$ Тл отклик измеряемой функции $g(B)$ на вариации константы распада парапозитрония имеет пологий максимум, и этот диапазон логично выбирать в качестве рабочего. Определяя из (2.2), (4.8) изменения величины g при вариациях констант Γ_1 , Γ_2 , $\Delta\varepsilon_{\text{HFS}}$, считая $L = 15$ см, $v = 0,2$ с, $\tau = 2,5 \cdot 10^{-9}$ с, получаем в рабочем диапазоне магнитного поля

$$|\Delta g_{\text{th}}| \geq 0,1 \cdot \delta\Gamma_2. \quad (4.9)$$

$$|\Delta g_{\text{th}}| \sim 10^{-4} \cdot \delta\Gamma_1. \quad (4.10)$$

$$|\Delta g_{\text{th}}| < 0,22 \cdot \delta\varepsilon_{\text{HFS}}. \quad (4.11)$$

Сопоставляя (4.9)–(4.11) и учитывая табличные значения $\delta\varepsilon_{\text{HFS}} = 3,6 \cdot 10^{-6}$, $\delta\Gamma_1 \sim 10^{-4}$, $\delta\Gamma_2 = 2 \cdot 10^{-4}$, убеждаемся, что максимальный отклик функции g_{th} имеется именно на изменение времени жизни парапозитрония.

В эксперименте предполагается увеличить относительную точность в определении времени жизни парапозитрония до $\delta\Gamma_2 = 1 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, из (4.9) получаем условие на точность определения теоретического значения функции $g(B)$:

$$\Delta g_{\text{th}} \leq \delta_{\text{th}} = 10^{-5}. \quad (4.12)$$

Это условие иллюстрирует рис.2.2 выше. Предполагается снять экспериментальную кривую $g_{\text{exp}}(B)$ в K точках магнитного поля рабочей области $B \in [1,3; 2,3]$ Тл с последующим фитированием к теоретической кривой. В связи с этим необходимая точность измерения величины g_{exp} в каждой точке определяется следующим образом:

$$\Delta g_{\text{exp}} \leq \delta_{\text{exp}} = \delta_{\text{th}} \sqrt{K}. \quad (4.13)$$

Из (4.1), учитывая, что статистические ошибки, согласно (3.5), даются выражениями $\Delta N_{\ell}^i = (1 + \kappa) \sqrt{N_{\ell}^i}$, $\ell = 1, 2$, имеем

$$\Delta g_{\text{exp}}^i = (1 + \kappa) \sqrt{\frac{N_1^i}{(N_2^i)^2} + \frac{(N_1^i)^2}{(N_2^i)^3}}. \quad (4.14)$$

Используя (4.2) и (4.12), (4.13), учитывая, что статистические ошибки складываются так же, как случайные, полагая максимальную интенсивность потока $I_0 = 10^4$ с $^{-1}$, эффективность детектора $\eta = 0,7$, $t_1 = t_2 = 20$ с, $\kappa \sim 10^{-2}$, получаем оценку для числа циклов инжекции и времени измерений при одном значении магнитного поля:

$$M \geq \frac{2,5 \cdot 10^5}{K}, \quad t_B = M\tau_{\text{beam}} \geq \frac{2,5 \cdot 10^7}{K} \text{ с}, \quad (4.15)$$

где K — число точек магнитного поля, в которых планируется проводить измерения ($K \approx 5$). Из (4.15) получаем оценку полного времени проведения эксперимента

$$t_{\text{tot}} \approx 2,5 \cdot 10^7 \text{ с.}$$

Для получения требований на допустимые ошибки параметров эксперимента исследовалась функция (4.6), но вместо (2.24) использовалась приближенная формула (4.7). Производились численные расчеты выражения (4.6) и исследовались отклики на вариации входящих параметров. Если ξ — какой-либо из параметров, то $|(\Delta g_{\text{th}}^i / g_{\text{th}}^i)(\xi)| = K_\xi(B) |(\Delta \xi / \xi)|$ и $K_\xi = \max_B K_\xi(B)$. Результаты этих расчетов представлены в табл. 4.1. При оценке допустимого остаточного поля предполагается, что оно может быть на всей области от выхода накопителя до детектора и длина этой области принята равной $L_{\text{tot}} = 1$ м. Сумма квадратов всех систематических ошибок из таблицы при выполнении заданных условий дает $\Delta g_{\text{th}} \leq 10^{-5}$, что и является требуемой величиной.

Система уравнений (2.7), из которой в конечном счете определяется теоретическое значение $g(B)$, имеет аналитическое решение только для случая однородного магнитного поля. В эксперименте предполагаемое распределение поля однородным не будет и для определения эффективного магнитного поля применялась следующая методика.

Исходная система (2.7) решалась численно программой MathCad 2000 для случая однородного поля на длине $L = 15$ см, после чего численное решение сравнивалось с аналитическим. При шаге интегрирования 1,5 мкм разность численного и аналитического решений оказалась меньше 10^{-8} . После этого система (2.7) решалась численно с тем же шагом интегрирования уже для случая предполагаемого реального неоднородного распределения магнитного поля. Реальное поле (в пренебрежении «хвостами», о чем будет упомянуто ниже) распределено на длине $L_1 \sim 25$ см. Если $P_{o \text{ NUM}}(L_1) \equiv |C_1(L_1)|^2$ — численное решение системы уравнений (2.7), то эффективное магнитное поле определяется из следующего соотношения

$$P_{o \text{ NUM}}(L_1) = P_o(B_{\text{eff}}, L) \exp\left(-\Gamma_o \frac{L_1 - L}{v}\right), \quad (4.16)$$

где $L = 15$ см, а $P_o(B_{\text{eff}}, L) \equiv |C_1(L)|^2$ — аналитическое решение системы (2.7) для однородного поля B_{eff} . Необходимо проанализировать точность определения эффективного поля.

Эта точность определяется следующими факторами: точностью распределения поля и остаточными полями («хвостами»), точностью длины распределения и точностью времени жизни ортопозитрония. Как следует из табл. 4.1, необходимо достичь $\delta B_{\text{eff}} \leq 1,3 \cdot 10^{-5}$. Выражение для δB_{eff} имеет следую-

щий вид:

$$\delta B_{\text{eff}}^2 = (\delta B_1 + \delta B_2)^2 + \delta B_L^2 + \delta B_{\Gamma_o}^2. \quad (4.17)$$

Здесь δB_1 и δB_2 соответственно — точности эффективного поля, вызванные точностью измерения распределения и остаточными полями. Для нашего случая $L = 15$ см с учетом формулы (4.7) справедливо соотношение

$$\Delta P_o(B) \leq 0,55\delta B. \quad (4.18)$$

Из (4.16) и (4.18) получаем $\delta B_{\Gamma_o} \approx 2 \cdot 10^{-2} \delta \Gamma_o$, что для $\delta \Gamma_o = 2 \cdot 10^{-4}$ дает

$$\delta B_{\Gamma_o} = 4 \cdot 10^{-6}. \quad (4.19)$$

При остаточных полях на участке $L_{\text{tot}} - L_1 = 75$ см не выше $B_o = 10$ Гс изменение численного решения составляло $\Delta P_o \text{ NUM}(L_1) \leq 1,5 \cdot 10^{-6}$, что с учетом (4.18) дает для точности определения эффективного поля, вызванной остаточными полями, соотношение

$$\delta B_2 \leq 3 \cdot 10^{-6}. \quad (4.20)$$

Таким образом, магнитное поле в эксперименте необходимо измерять начиная с 10 Гс. При точности измерения поля в распределении $\Delta B \leq 0,1$ Гс получаем $\Delta P_o \text{ NUM}(L_1) \leq 2,5 \cdot 10^{-6}$, и с учетом (4.18)

$$\delta B_1 \leq 5 \cdot 10^{-6}. \quad (4.21)$$

Наконец, из (4.16) и (4.18) при точности измерения длины участка распределения $\Delta L_1 \leq 50$ мкм получаем

$$\delta B_L \leq 9 \cdot 10^{-6}. \quad (4.22)$$

Сопоставляя (4.19)–(4.22) и (4.17), убеждаемся в выполнении указанного в табл. 4.1 требования $\delta B_{\text{eff}} \leq 1,3 \cdot 10^{-5}$.

Таким образом, можно перечислить требования, необходимые для получения искомой точности эффективного поля. Они представлены в табл. 4.1.

В заключение проанализируем случайные ошибки — случайные флуктуации параметров от цикла к циклу инъекции. Для этого класса ошибок справедливо выражение

$$\Delta g = \frac{1}{M} \sqrt{\sum_{i=1}^M (\Delta g_i)^2} \approx \frac{\Delta g_i}{\sqrt{M}}, \quad (4.23)$$

где Δg_i — случайная ошибка в данном цикле инъекции; M — общее число циклов инъекции ($M \approx 2,3 \cdot 10^5$); Δg — полная ошибка. Для $\Delta g \leq 10^{-6}$

Таблица 4.1. Требования на точности параметров эксперимента

Параметр	K_{ξ}	δg_{th}	$\delta \xi_i$
Точность определения эффективного магнитного поля	0,27	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\delta B \leq 1,3 \cdot 10^{-5}$
Допустимые остаточные поля вне распределения	—	—	$B_o \leq 10$ Гс
Точность измерения поля в распределении	—	—	$\Delta B \leq 0,1$ Гс
Точность определения длины распределения	—	—	$\Delta L_1 \leq 50$ мкм
Допустимое остаточное поле при выключенном соленоиде	—	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\Delta B_0 \leq 20$ Гс
Точность измерения скорости	0,14	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\delta v_0 \leq 2,5 \cdot 10^{-5}$
Точность измерения параметра провисания потенциала κ	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\delta \kappa \leq 1,5 \cdot 10^{-3}$
Точность измерения пространственного распределения	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\delta \sigma_0 \leq 1,5 \cdot 10^{-3}$
Точность измерения распределения по скоростям	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\delta \sigma \leq 1,2 \cdot 10^{-2}$
Точность измерения отрезка работы соленоида	1	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\delta t_1 \leq 3,5 \cdot 10^{-6}$
Точность измерения отрезка выключенного соленоида	1	$\leq 3,5 \cdot 10^{-6}$	$\delta t_2 \leq 3,5 \cdot 10^{-6}$
Точность измерения электронного тока	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$\leq 1 \cdot 10^{-6}$	$\delta I_e \leq 3 \cdot 10^{-4}$

имеем $\Delta g_i \leq 5 \cdot 10^{-4}$. К этому классу ошибок можно отнести флуктуации электронного тока в течение одного цикла инжекции. Так как темп рекомбинации пропорционален электронному току, мы имеем $\Delta g_i = \sqrt{2}(\Delta I_e/I_e)$ и $(\Delta I_e/I_e) \leq 3 \cdot 10^{-4}$. Электронный ток будет измеряться в течение всего эксперимента, и, как следует из полученного выражения, его необходимо измерять с точностью $(\Delta I_e/I_e) \leq 3 \cdot 10^{-4}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Накопитель ЛЕРТА позволит осуществлять генерацию направленных пучков позитрония. Как генерация позитрония, так и эксперимент по интерференции орто- и парасостояний в магнитном поле будут осуществляться

в чистых вакуумных условиях. Это принципиально отличает предлагаемую постановку эксперимента от применявшихся ранее.

В предлагаемом эксперименте на накопителе LEPTA предполагается измерить время жизни парапозитрония с относительной точностью

$$\frac{\Delta\tau_p}{\tau_p} \leq 1 \cdot 10^{-4},$$

что в два раза лучше имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных. Кроме того, эксперимент будет осуществлен в принципиально новой постановке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Review of Particle Properties // Phys. Rev. D. 1995. V. 50. P. 1173; Part. Data Group, <http://cern.ch/pdg>
2. Meshkov I.N. Experimental Studies of Antihydrogen and Positronium Physics: Problems and Possibilities // Fiz. Elem. Chastits At. Yadra 1997. V. 28. P. 495.
3. Meshkov I., Skrinisky A.N. Antihydrogen Beam Generation Using Storage Rings // NIM A. 1996. V. 379. P. 41–49; JINR preprint E9-95-130. Dubna, 1995.
4. Meshkov I.N., Skrinisky A.N. The Antihydrogen and Positronium Generation and Studies Using Storage Rings // NIM A. 1997. V. 391. P. 205–209.
5. Meshkov I.N. Antihydrogen Generation and Studies in Storage Rings // Hyperfine Interactions. 1997. V. 109. P. 225.
6. Meshkov I.N., Khriplovich I.B., Milstein A.I. The Orthopositronium Decay Puzzle // JINR Rapid Comm. 1997. V. 3. P. 68.
7. Meshkov I.N. High Precision Experiments with Antihydrogen and Positronium in-Flight // Yadernaya Fizika. 1998. V. 61. P. 1796–1803; Physics of Atomic Nuclei. 1998. V. 61. P. 1679–1686.
8. Meshkov I.N. Generation of Directed Flux of Positronium and Experimental Studies with Positronium in-Flight // Proc. of the Workshop «Hadronic Atoms and Positronium in Standard Model», Dubna, 1998. P. 176; LEPTA project: generation and study of positronium in directed fluxes // NIM B. 2004. V. 22. P. 168.
9. Meshkov I.N., Sidorin A.O. Conceptual Design of the Low Energy Positron Storage Ring // NIM A. 1997. V. 391. P. 216–220.
10. Korotaev Yu.V. et al. The Low Energy Positron Storage Ring for Positronium Generation. // 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998. P. 853.
11. Eidelman S. et al. (Particle Data Group) // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.
12. Vallery R.S., Zitzewitz P.W., Gidley D.W. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 203402.
13. Al-Ramadhan A.H., Gidley D.W. New Precision Measurement of the Decay of Singlet Positronium // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 1632.

14. *Kniehl B.A., Penin A.A.* Order $\alpha^3 \ln(1/\alpha)$ Corrections to Positronium Decays // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 1210.
15. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989. 768 с.
16. *Bisi A. et al.* // *Phys. Rev.* 1962. V. 128. P. 2195.
17. *Гольданский В.И.* Физическая химия позитрона и позитрония. М.: Наука, 1968. 174 с.
18. *Halpern O.* Magnetic Quenching of the Positronium Decay // *Phys. Rev.* 1954. V. 94. P. 904.
19. *Rich A.* // *Phys. Rev. A.* 1981. V. 23. P. 2747.
20. *Mills A. P. (Jr.)* // *Phys. Rev. A.* 1990. V. 41. P. 503.
21. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т. 8. М.: Мир, 1966. 271 с.
22. *Grotch H., Kashuba R.* // *Phys. Rev. A.* 1973. V. 7. P. 78.
23. *Lewis M.L., Hughes V.W.* // *Phys. Rev. A.* 1973. V. 8. P. 625.
24. *Anthony J.M., Sebastian K.J.* // *Phys. Rev. A.* 1994. V. 49. P. 192.
25. *de Groot C.P., Санторн Л.Г.* Электродинамика. М.: Наука, 1982. 560 с.
26. *Silenko A.J.* // *J. Math. Phys.* 2003. V. 44. P. 2952.
27. *Meshkov I. et al.* Electron Cooling of Magnetized Positrons // *NIM A.* 2000. V. 441. P. 145.
28. *Holzschneider M.H. et al.* // *Nucl. Phys. B.* 1997. V. 56A. P. 336; *Murphy T.J., Surko C.M.* // *Phys. Rev. A.* 1992. V. 46. P. 569–5709.
29. *Медведко А.С., Мезенцев Н.А.* ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН, частное сообщение (июль 2004 г.).

Получено 27 июня 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 19.09.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,93. Уч.-изд. л. 2,43. Тираж 345 экз. Заказ № 55472.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/