

К 60-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЁННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ (ОИЯИ)

Ловушки для накопления заряженных частиц
и античастиц в прецизионных экспериментах

М.К. Есеев, И.Н. Мешков

Рассмотрено накопление и удержание заряженных частиц и античастиц (электронов, позитронов, ионов) в открытых ловушках различных конструкций. Подробно описываются эксперименты и методики по накоплению позитронов в ловушке Пеннинга–Малмберга–Сурко установки LEPTA (Low-Energy Particle Toroidal Accumulator) для фундаментальных исследований по физике экзотических атомов и антивещества.

Ключевые слова: ловушка Пауля, ловушка Пеннинга–Малмберга–Сурко, электроны, ионы, позитроны, антиводород, позитроний, накопление, вращающееся электрическое поле

PACS numbers: 37.10.Ty, 41.75.Fr, 52.27.Ep, 52.27.Jt

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201603f.0321

Содержание

1. Введение (321).
 2. История создания ловушек и накопителей и их применение (322).
 3. Накопление и удержание заряженной плазмы в ловушках и накопителях (324).
 - 3.1. Ловушка Пауля. 3.2. Ловушка Пеннинга. 3.3. Ловушка Пеннинга–Малмберга. 3.4. Ловушки-накопители заряженных частиц.
 4. Ловушка Пеннинга–Малмберга–Сурко с вращающимся электрическим полем (327).
 - 4.1. Конструкция и принцип действия ловушки Пеннинга–Малмберга–Сурко. 4.2. Накопление частиц в ловушке с вращающимся полем. 4.3. Трёхмерная модель движения зарядов в ловушке. Механизм сжатия сгустка и увеличения времени жизни частиц.
 5. Предельные возможности ловушек и накопителей частиц (333).
 6. Заключение (334).
- Список литературы (334).

1. Введение

Ловушки заряженных частиц создаются и используются для накопления и длительного удержания частиц в трёх целях:

— проведение экспериментов по измерению с предельно возможной точностью параметров как самих частиц, так и различных ядерных, атомных и молекулярных объектов, образованных ими;

— формирование плотной горячей плазмы изотопов водорода в термоядерных генераторах;

— как вспомогательные секции различных экспериментальных комплексов для накопления, сепарации, охлаждения и сжатия пучков заряженных частиц перед их инжекцией в другие элементы комплексов для дальнейших экспериментов.

Такие устройства востребованы в атомной и ядерной физике, физике ускорителей, масс-спектрометрии, плазменных установках.

При всём многообразии конструкций ловушек в них для удержания заряженных частиц используются электрическое и/или магнитное поля. Соответственно, в ловушках действуют общие законы движения заряженных частиц в этих полях.

В данной статье рассматриваются ловушки первого вида и частично ловушки третьего вида. Интерес к ним значительно возрос после первых успешных экспериментов 1995 г. группы В. Олерта по синтезу 11 атомов антиводорода на накопителе антипротонов LEAR (Low Energy Antiproton Ring) в ЦЕРНе [1]. Правда, в этом эксперименте генерировались быстрые атомы антиводорода (энергия антипротонов 1,2 ГэВ) при захвате антипротоном позитрона из позитрон-электронной пары, рождённой при взаимодействии этого (!) антипротонона с ядром атома ксенона (газовая мишень). Сечение этого процесса было оценено как $6 \times 10^{-33} \text{ см}^2$ (рис. 1).

М.К. Есеев. Объединённый институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация; Северный (Арктический) федеральный университет им. М.В. Ломоносова, наб. Северной Двины 17, 163002 Архангельск, Российская Федерация
Тел. (8182) 68-31-84
E-mail: m.eseev@narfu.ru

И.Н. Мешков. Объединённый институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация
Тел. (496) 216-51-93
E-mail: meshkov@jinr.ru

Статья поступила 8 июля 2015 г.,
после доработки 7 ноября 2015 г.

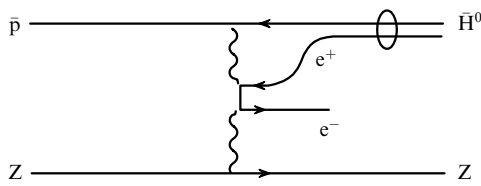


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана процесса формирования атома антиводорода при взаимодействии антипротона с электромагнитным полем тяжёлого ядра.

Эксперимент прошёл успешно — было получено 11 атомов антиводорода (при уровне фона 2 ± 1 атомов). Тем самым "теорема существования" антиводорода была доказана. Правда, в такой постановке ни о какой прецизионной спектроскопии антиводорода — проверке СРТ-теоремы (что было одной из главных целей генерации антиводорода) — не приходилось и думать. И вскоре появились два проекта в ЦЕРНе — ATHENA (AnTiHydrogEN Apparatus), преобразованный позднее в ALPHA (Antihydrogen Laser PHysics Apparatus), и ATRAP (Antihydrogen TRAP), — основанные на накоплении антипротонов и позитронов в ловушках и их дальнейшей рекомбинации с образованием атомов антиводорода. В конце 2011 г. в эксперименте ALPHA была продемонстрирована возможность удерживать антиводород в магнитной ловушке в течение 17 мин [2]. Это сделало принципиально возможным осуществление спектроскопии атомов антиводорода [3].

Параллельно в ЦЕРНе в эксперименте ASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons) развивается проект генерации потоков атомов антиводорода с проведением их спектроскопии "на лету" [4]. В проектах GBAR (Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest) и AEGIS (Antihydrogen Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy) готовятся исследования воздействия гравитации на частицы антивещества (атомы антиводорода) при их падении в поле Земли.

В проекте GBAR [5] генерируют сгусток атомов позитрония (электромагнитно связанные электрон и позитрон) при взаимодействии интенсивного потока позитронов с водородной мишенью, а затем этот сгусток бомбардируют антипротонами. В результате рекомбинации антипротонов с атомами позитрония образуются "антиионы" — положительно заряженные ионы антиводорода \bar{H}^+ , которые после термализации в магнитном поле ионами Be^+ ионизируются лазерным излучением и свободно падают на стенки вакуумной камеры ловушки. Детектор регистрирует пространственное распределение мест аннигиляции антипротонов, что и позволяет измерить их смещение и определить возможный эффект "антигравитации" (или его верхнюю границу). В проекте AEGIS [6] антипротоны также инжектируются в облако позитрония, возбуждённое лазерным излучением. После рекомбинации формируется поток атомов антиводорода и исследуется гравитационное смещение этого потока при пролёте детектора. Оба эксперимента находятся в стадии подготовки аппаратуры, которая должна быть готова к моменту введения в строй в 2017 г. накопительного кольца антипротонов ELENA (ExtraLow ENergy Antiproton).

Успехи экспериментов ЦЕРНа в области физики антиводорода [7] были бы невозможными без развития

технологий накопления и удержания частиц (позитронов, антипротонов, антиводорода) в электромагнитных ловушках.

Значительный интерес представляют также эксперименты на атомах позитрония. Эти экзотические "атомы" традиционно являются объектом исследований физики частиц [8]. Наиболее известны в этой области физики работы Центра позитронной физики (Positron Research Group) под руководством К. Сурко в Калифорнийском университете (Сан-Диего) [9]. Группа Сурко занимается исследованиями процесса взаимодействия позитронов с атомами и молекулами [10]. В Центре строится крупнейшая в мире ловушка позитронов низкой энергии, способная хранить более 10^{12} частиц.

Ещё один центр физики позитронов и позитрония — лаборатория Калифорнийского университета (Риверсайд), где в 2007 г. Д. Кэссиди и А. Миллсу удалось получить молекулярный позитроний [11] и позитроний в ридберговских состояниях с большим временем жизни [12] и начать исследования оптических переходов в молекулярном позитронии [13]. В этих экспериментах использовалась ловушка Пеннинга–Малмберга–Сурко (ПМС), представленная в разделе 4.

"Ловушечные" эксперименты по исследованию физики антипротонов и ионов планируются сегодня в проекте FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) в Германии. В проекте предусмотрено создание комплекса установок FLAIR (Facility for Low energy Antiproton and Ion Research), на которых, в частности, планируются эксперименты по генерации и исследованию физики антиводорода. Это станет продолжением и развитием экспериментов ЦЕРНа по исследованию внутриатомных переходов в атомах антиводорода и по действию гравитации на антивещество, ведущихся или готовящихся в настоящее время.

Во всех экспериментах, указанных выше, существенную роль играет использование ловушек заряженных частиц, входящих в состав генерируемых "экзотических" атомов. Только удерживая античастицы от аннигиляции с веществом, можно накапливать и сохранять пучки антивещества для дальнейших экспериментов.

Использование ловушек в современных экспериментах далеко не ограничивается областью экзотических атомов и антивещества. В разделе 2 представлены примеры применения электромагнитных ловушек в самых различных областях атомной и ядерной физики, физики плазмы и т.д.

В обзоре кратко представлена история возникновения и развития "ловушечной" техники в физическом эксперименте, описаны наиболее распространённые типы ловушек и некоторые их применения. Особое внимание уделено так называемой ловушке Пеннинга–Малмберга и её современной модификации. Обсуждаются результаты теоретического и экспериментального исследования динамики накопления частиц (электронов и позитронов) в этой ловушке.

2. История создания ловушек и накопителей и их применение

Электромагнитные ловушки позволяют удерживать и исследовать как одиночные частицы, так и группы (сгустки) частиц [14, 15]. В первом случае удержание позволяет проводить высокоточные измерения свойств

частиц, во втором — получать интенсивные управляемые пучки накопленных частиц. При этом возможно удержание за счёт электромагнитных сил в ловушках как ионов или заряженных элементарных частиц, так и нейтральных атомов при наличии у них ненулевых дипольных или магнитных моментов. В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением *ловушек заряженных частиц*. Подробно конструкции и принципы работы таких ловушек приведены в разделах 3 и 4. Здесь мы представим ретроспективу и основные этапы создания и применения ловушек.

По своим функциям ловушки схожи с *кольцевыми накопителями*-ускорителями, однако отличаются от них конструктивно и характером динамики частиц. В накопителях можно формировать гораздо более интенсивные сгустки заряженных частиц (см. раздел 5), инжектируя их после накопления в ускорители или используя для экспериментов и генерации синхротронного (магнитотормозного) излучения. Различаются ловушки и накопители также способами охлаждения частиц. В накопителях используются электронное и стохастическое охлаждение, а в электромагнитных ловушках — буферный газ и лазерное охлаждение. В накопителях и ловушках электронов и позитронов применяется также радиационное охлаждение.

Ловушки и накопители появились в экспериментальной физике практически одновременно — в начале второй половины XX в. Первыми возникли идеи ловушек закрытого типа для удержания ионов с целью осуществления управляемого термоядерного синтеза — токамак (аббр. от "*Тороидальная камера с магнитными катушками*", ставшая именем нарицательным) (1950 г.) А.Д. Сахарова и И.Е. Тамма [16] и стелларатор (от англ. *stellar* — звёздный) (1951 г.) Л. Спитцера [17]. Первая магнитная ловушка открытого типа ("пробкотрон") была предложена в 1953–1954 гг. Г.И. Будкером [18] и независимо Р. Постом [19].

В те же годы начинаются работы по долговременному удержанию и охлаждению относительно небольшого числа заряженных и нейтральных частиц. Конструкция первой такой ловушки была предложена Д.Р. Пирсом [20] в 1949 г. Но только 10 лет спустя Х. Демельту удалось создать действующую установку [21, 22], в которой можно было долговременно удерживать одиночный электрон [23]. Ловушка была названа им в честь Е.М. Пеннинга, впервые предложившего использовать продольное магнитное поле для удержания плазмы, образованной в электрическом разряде [24]. В 1953 г. была создана радиочастотная ионная ловушка Пауля [25]. За цикл работ по ловушкам и эксперименты по удержанию ионов и электронов и управлению их состояниями В. Паулю и Х. Демельту была присуждена Нобелевская премия 1989 года [26, 27].

В конце 1950-х годов началась "гонка" — соревнование двух групп, одной в ускорительном центре SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) (США) и другой в Институте ядерной физики (ИЯФ) СО АН СССР (Новосибирск) — по созданию первых накопителей со встречными электронными пучками. Это стало началом "эры коллайдеров" (см. обзор [28]). За 65 лет своего развития накопители-коллайдеры заняли лидирующее положение в физике высоких энергий. Энергия частиц в этих устройствах выросла от скромных нескольких сотен МэВ до ТэВ-ного диапазона. Тем не менее интересные задачи остались и в диапазоне низкой энергии, где востребо-

ваны частицы с предельно низкой энергией. Об этом будет сказано в разделе 3.4.

В 1960 г. пришла очередь ловушек, способных удерживать нейтральные частицы, обладающие магнитным моментом. Первое предложение было сделано В.В. Владимирским, который сформулировал принцип действия ловушек с минимумом магнитного поля [29]. И вскоре группа М.С. Иоффе нашла техническое решение — конструкцию такой ловушки [30]. Однако реализовать эти идеи впервые сумел Д. Притчард [31]. Устройство для удержания нейтральных частиц с магнитным моментом получило название ловушки Иоффе–Притчарда.

Отметим, что ловушки Иоффе–Притчарда представляют интерес и для удержания заряженных частиц, и предпринимались попытки создания таких ловушек для термоядерных применений. Ловушки для нейтральных частиц конструктивно часто схожи с ловушками для заряженных частиц. Нейтральные частицы, обладающие отрицательной поляризуемостью, удерживаются за счёт конфигурации электростатического поля и эффекта Штарка. Это высоковозбуждённые (ридберговские) атомы, некоторые молекулы. Благодаря особой геометрии магнитных полей в ловушках типа пробкотрона удерживаются нейтральные частицы с ненулевым магнитным моментом [32]. Успехи в области лазерного охлаждения, "пленения" атомов светом [33] позволили создать магнитооптическую ловушку для атомов. В 1997 г. руководитель группы Стэнфордского университета С. Чу был удостоен Нобелевской премии за успехи в этой области [34]. Используя атомные ловушки и различные методы охлаждения, в 1995 г. удалось получить бозе-эйнштейновский конденсат атомов, что также было отмечено Нобелевской премией 2001 года, вручённой Э.А. Корнеллу, В. Кеттерле и К. Виману [35]. Следует также отметить достижения в области создания квантовых компьютеров. В 2012 г. Д. Вайленд и С. Арош были удостоены Нобелевской премии за "создание прорывных технологий манипулирования квантовыми системами, которые сделали возможными измерение отдельных квантовых систем и управление ими" [36]. С помощью лазерного охлаждения ионов в квадрупольных ловушках была показана принципиальная возможность управления квантовыми системами, что открывает перспективы проведения квантовых вычислений.

В 1978 г. появилось предложение группы Х. Демельта [37] накапливать позитроны — частицы антивещества — в ловушке с использованием магнетронного дрейфа, что и было осуществлено этой группой в 1981 г. [38]. Результаты этой работы одновременно привлекли внимание к задачам исследования физики позитрона и позитрония. Поэтому независимо началось развитие ловушки Пеннинга, современная модификация которой привела к успехам, упомянутым во введении.

Ловушки Пеннинга и Пауля используются в ядерной физике для накопления ионов, их сепарации [39] и масс-спектрометрии высокого разрешения. Обычно используются газонаполненные ловушки Пауля с электродами в виде четырёх цилиндрических стержней, создающих поперечное квадрупольное электростатическое поле. Эти ловушки применяются для быстрого охлаждения ионных пучков в экспериментах по лазерной спектроскопии или как инжектор для ловушки Пеннинга. Ловушки Пеннинга позволяют осуществлять сепарацию ионных пучков и производить прецизионные измерения

масс ионов, охлаждая их методом "боковой полосы" (sideband) [27]. В одной из модификаций ловушек Пеннинга EBIT (Electron Beam Ion Trap) в область накопления инжектируется электронный пучок для создания ионов в процессах ионизации [40].

В области ядерной физики известны такие экспериментальные установки, включающие в себя ловушки, как: ISOLTRAP, WITCHTRAP и REXTRAP (Radioactive EXperiment Trap) комплекса ISOLDE (Isotope mass Separator On-Line DETector) (ЦЕРН), CPT (Canadian Penning Trap) (Аргоннская национальная лаборатория, США), SHIPTRAP в Центре по изучению тяжёлых ионов им. Гельмгольца (нем. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) (Дармштадт, ФРГ), JYFLTRAP (Университет Ювяскюля, Финляндия), LEBIT (Low-Energy Beam and Ion Trap) (Университет штата Мичиган, США), TITAN (Triumf's Ion Trap for Atomic and Nuclear science) в исследовательском центре Triumf (Ванкувер, Канада), LPC-ловушка (LPC — от франц. Laboratoire de Physique Corpusculaire) в лаборатории GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) (Франция), TRIGA-TRAP (TRIGA — Training Research Isotope General Atomic) в Лаборатории исследовательского реактора (Майнц, Германия), FSU-ловушка (FSU — Florida State University) (Университет штата Флорида, США), THe-trap (Tritium-Helium trap) (Институт Макса Планка) (Гейдельберг, ФРГ).

Замечательным примером является комплекс ISOLDE, предназначенный для экспериментов с радиоактивными ядрами и ионами. Частью этой установки является семейство ловушек Пеннинга. В частности, с помощью ловушек Пеннинга были осуществлены прецизионные измерения масс радиоактивных ионов в эксперименте ISOLTRAP [41]. В первой ловушке с полем сверхпроводящих соленоидов 4,7 Тл накапливаются и отбираются ионы, предварительно охлаждённые в секциях установки. Во второй ловушке с магнитным полем 6 Тл производится прецизионное измерение массы небольшого количества ионов методами масс-спектрометрии. Абсолютные значения массы определяются с помощью эталонных ядер ^{12}C , что позволяет получить точность измерений $\Delta M/M < 10^{-8}$. Таким способом были измерены массы радиоактивных изотопов с периодом полураспада до 60 мс. Всего было получено новых данных или уточнено прежних по более чем 400 радиоактивным изотопам. Такого же рода эксперименты в течение многих лет проводятся в GSI [42] на накопителе ESR (Experimental Storage Ring) с электронным охлаждением. На комплексе ISOLDE используются также ловушки Пауля для сепарации ионов.

В разделе 3 описаны принципы действия некоторых ловушек, используемых в современных экспериментах с позитронами и позитронием.

3. Накопление и удержание заряженной плазмы в ловушках и накопителях

3.1. Ловушка Пауля

Классическая радиочастотная ловушка Пауля [25, 26] состоит из трёх электродов — гиперболоидов вращения, расположенных на общей оси (рис. 2). Торцевые электроды-колпаки находятся в случае позитронов под положительным потенциалом, а к среднему электроду при-

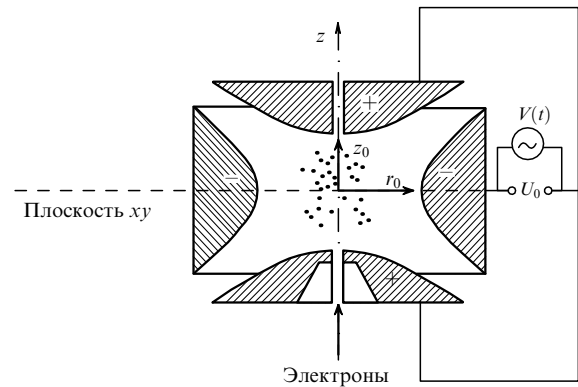


Рис. 2. Схема ловушки Пауля (поперечное сечение) [26].

ложен отрицательный потенциал. Это создаёт электростатическое поле, удерживающее частицы вблизи центра ловушки. На электроды подаётся кроме постоянного напряжения U_0 переменное периодическое (синусоидальное) напряжение с амплитудой V_0 и частотой Ω . Знаки напряжений выбраны так, что в пространстве ловушки создаётся квадрупольное поле с потенциалом

$$\Phi(x, y, z) = \frac{(U_0 + V(t))(x^2 + y^2 - 2z^2)}{2r_0^2}, \quad (1)$$

где r_0 — внутренний радиус среднего электрода в плоскости xy , $r_0^2 = 2z_0^2$, z_0 — расстояние между торцевыми электродами по оси z , U_0 , $V(t) = V_0 \cos(\Omega t)$ — постоянное и переменное напряжения на электродах. Начало координат в формуле (1) выбрано в центре симметрии ловушки. Здесь и далее используется гауссова система единиц. Случаи использования системы СИ оговариваются специально.

При выключенном переменном напряжении ($V_0 = 0$) и выборе знаков потенциалов, показанном на рис. 2, потенциал $\Phi(x, y, z)$ создаёт устойчивое положение равновесия положительно заряженной частицы в средней плоскости ловушки ($r = 0$) и неустойчивое — в направлении, перпендикулярном оси z . В этом случае частица "скатывается" из положения неустойчивого равновесия на внутреннюю стенку среднего электрода. При наличии переменного напряжения $V(t)$ движение частицы описывается уравнениями Матьё (см. [26]), которые при оптимальном выборе значений параметров U_0 , V_0 и Ω имеют устойчивое решение (полоса устойчивого решения уравнения Матьё). В этом случае устойчивое положение равновесия существует в центре ловушки, $x = y = z = 0$. Оптимальные значения указанных параметров зависят от сорта иона — его заряда и массы. Поэтому ловушке Пауля можно использовать как масс-анализатор.

Кроме рассмотренной выше конструкции существуют и другие варианты ловушки Пауля. В частности, лишённая торцевых электродов так называемая линейная ловушка, имеющая четыре вытянутых вдоль общей оси гиперболических электрода (в простейшем исполнении — цилиндрические стержни), используется в пролётных масс-анализаторах. Такая ловушка-анализатор применялась в первом мазере А.М. Прохорова и Н.Г. Басова (Нобелевская премия 1964 года). С помощью этой ловушки удаётся охладить единичные ионы до очень

низкой температуры и наблюдать кристаллизацию небольших групп ионов [43].

Ловушка Пауля, несмотря на её очевидное достоинство — простоту конструкции, обладает одним существенным недостатком — размер области накопления частиц в ней ограничен, что не позволяет накапливать их в большом количестве. Этим, в частности, ограничивается область применения ловушки Пауля.

3.2. Ловушка Пеннинга

Выключив в ловушке Пауля переменное напряжение и добавив магнитное поле, параллельное её оси, приходим к конструкции ловушки Пеннинга (рис. 3), созданной Х. Демельтом [27]. Суперпозиция аксиально симметричного электрического **E** и магнитного **B** полей ловушки определяет достаточно сложную траекторию движения частиц в ловушке — продольные баунс-осцилляции (от англ. bounce — отскок) с частотой f_{bounce} и циклоидальное движение в поперечной к оси плоскости (рис. 4). Последнее представляет собой комбинацию быстрого циклотронного вращения с частотой f_c и относительно медленного "магнетронного" вращения в скрещённых полях **E** и **B** с частотой f_{magn} . Эти частоты для частицы с зарядом eZ и массой m в электрическом поле с потенциалом (1)

при условии сильного магнитного поля ($f_c \gg f_{\text{magn}}$) выражаются как

$$f_{\text{bounce}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{eZV_0}{m(r_0^2 + 2z_0^2)}},$$

$$f_c = \frac{eZB}{2\pi mc},$$

$$f_{\text{magn}} = \frac{cV_0}{\pi B(r_0^2 + 2z_0^2)}. \tag{2}$$

Значения частот (2) зависят от величины полей и геометрии ловушки. Такое движение характерно для магнетронов, отсюда и название — "магнетронное вращение". По сравнению с ловушкой Пауля такая ловушка имеет гораздо более жёсткую "фокусировку" частиц в поперечном направлении, что обеспечивает накопление сгустков частиц большей интенсивности (см. раздел 5).

3.3. Ловушка Пеннинга – Малмберга

Ловушка Пеннинга–Малмберга [44] представляет собой модификацию ловушки Пеннинга, в которой электроды — гиперboloиды вращения — заменены отрезками круглых цилиндрических труб (рис. 5). К электродам приложена статическая разность потенциалов, так чтобы крайние электроды создавали на оси запирающий потенциал. Это удерживает заряженные частицы в продольном направлении. В поперечном направлении частицы от ухода их на стенки электродов удерживает статическое продольное магнитное поле **B**. Наличие большого пространства внутри цилиндров позволяет благодаря созданию большой разности потенциалов удерживать значительно большее число частиц, по сравнению с таковым в ловушках, описанных в разделе 3.1, 3.2.

Распределение потенциала внутри цилиндров описывается формулой [45, 46]

$$\Phi(r, z) = 2V_0 \sum_i^{\infty} \frac{J_0(\mu_i r/r_0) \cosh(\mu_i z/r_0)}{\mu_i J_1(\mu_i) \cosh(\mu_i z_0/r_0)}, \tag{3}$$

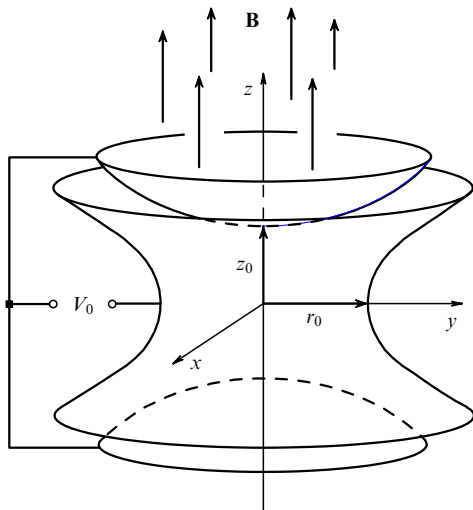


Рис. 3. Схема ловушки Пеннинга.

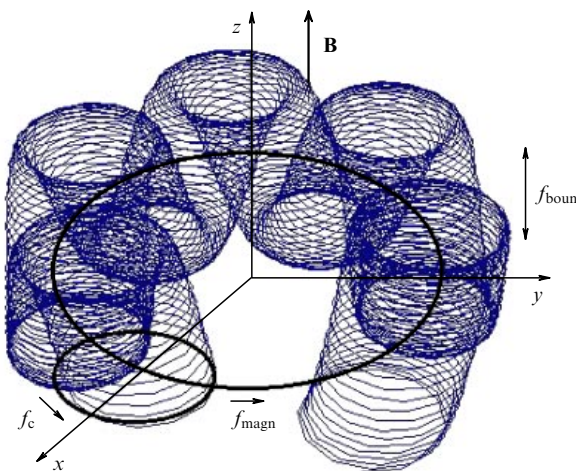


Рис. 4. Траектория частицы в ловушке Пеннинга.

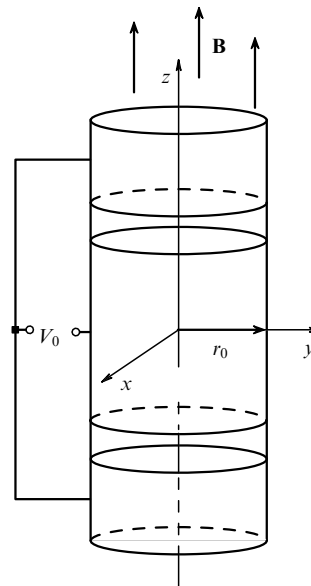


Рис. 5. Схема ловушки Пеннинга–Малмберга.

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, J_0, J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно, μ_i — корни этих функций.

Вблизи оси и центра ловушки ($\mu_i r \ll 1$, $\mu_i z \ll 1$) решение (3) упрощается, и его можно представить в виде, близком к выражению для поля электростатического аксиально-симметричного квадруполья:

$$\Phi(r, z) \approx 2V_0 \sum_i \frac{1}{\mu_i J_1(\mu_i) \cosh(\mu_i z_0 / r_0)} - V_0 \frac{r^2 - 2z^2}{2r_0^2} \sum_i \frac{\mu_i}{J_1(\mu_i) \cosh(\mu_i z_0 / r_0)}. \quad (4)$$

Тем самым, в соответствии с (4), движение частиц в этой ловушке с хорошей точностью можно описывать так же, как и в ловушке Пеннинга, с разделением на продольные колебания и циклоидальное вращение.

3.4. Ловушки-накопители заряженных частиц

Как сказано в разделе 2, накопители заряженных частиц представляют собой кольцевые "магнитные дорожки". Для удержания (фокусировки) в них частиц высокой энергии используется поперечное отклоняющее и фокусирующее магнитные поля. В накопителях с "мягкой" фокусировкой эти функции объединены в дипольных магнитах с неоднородным полем, убывающим с увеличением радиуса от главной кольцевой дорожки как r^{-n} . Условие устойчивости движения частиц по кольцу определяет значение показателя степени $0 < n < 1$. В жёсткофокусирующих накопителях функции разделены: отклонение осуществляют магниты с однородным полем, фокусировку (удержание частиц) — магниты с квадрупольным полем.

Для частиц низкой энергии гораздо более эффективными являются их накопление и удержание в продольном магнитном поле тороидального соленоида (токамак) или замкнутого соленоида в форме беговой дорожки — рейстрек (стелларатор). Последний вариант выбран для накопителя LEPTA (Low Energy Particle Toroidal Accumulator), построенного в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ) [47–49].

Основное назначение накопителя LEPTA — генерация интенсивного потока позитрония для прецизионного измерения его характеристик и поиска "новой физики" в распадах (аннигиляции) позитрония. Поток позитрония возникает при рекомбинации позитронов, циркулирующих в накопителе LEPTA, с однопролётным пучком электронов, имеющих ту же среднюю скорость (по величине и направлению), что и позитроны. Одновременно позитроны охлаждаются электронами. В результате образуется узконаправленный поток атомов позитрония.

Накопитель (рис. 6) состоит из двух тороидальных и двух прямолинейных соленоидов, соединённых в магнитную дорожку типа рейстрек. На одном из двух прямолинейных участков соленоиды имеют форму круглого цилиндра, на другом — форму цилиндра с эллиптическим сечением. Это так называемые септумные соленоиды. Источник электронов — электронная пушка, их приёмник — коллектор — и инжектор позитронов расположены внутри дополнительных соленоидов. Все соленоиды окружены общим магнитным экраном. Вакуумная камера расположена внутри соленоидов. Однооборотная инжекция позитронов осуществляется с помощью электрического кикера.

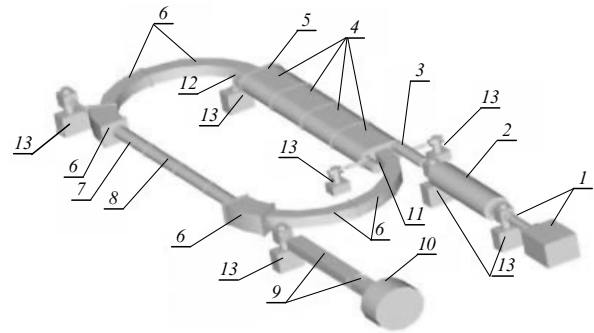


Рис. 6. Схема накопителя LEPTA: 1 — источник позитронов, 2 — позитронная ловушка, 3 — секция инжекции позитронов, 4 — септумные соленоиды, 5 — кикер (расположен внутри септумного соленоида), 6 — тороидальные соленоиды, 7 — соленоид и квадрупольная катушка, 8 — секция электронного охлаждения, прямолинейный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

Позитроны из инжектора 1, 2 (см. рис. 6) транспортируются по каналу 3 к септумному соленоиду 4. Проходя через этот соленоид, позитроны под действием его дополнительного поперечного магнитного поля смещаются на горизонтальной плоскости влево, оказываясь на выходе септума строго над равновесной орбитой. Кикер 5, расположенный следом за септумным соленоидом, смещает позитроны в вертикальной плоскости вниз на равновесную орбиту. После того как позитроны заполнят весь периметр накопителя, кикер выключается. Из кикера позитроны попадают в первую арку, состоящую из длинного и короткого тороидальных соленоидов 6. В арке кроме продольного магнитного поля создано дополнительное вертикальное магнитное поле. Последнее необходимо для компенсации центробежно-градиентного дрейфа позитронов в тороидальном соленоиде.

На входе прямолинейной секции 7, 8 позитроны совмещаются с электронами (см. ниже) и сопровождаются ими до входа во вторую арку. На этом участке и происходит рекомбинация электронов и позитронов с образованием позитрония. Электрически нейтральные атомы долгоживущего ортопозитрония (o-Ps) выводятся в экспериментальный канал 9 с детектором 10. Короткоживущая компонента — парапозитроний (p-Ps) распадается в канале. Пройдя секцию охлаждения, позитроны попадают во вторую арку 6, затем в септумный соленоид 4 и проходят его по каналу равновесной траектории.

Электронный пучок инжектируется электронной пушкой 11, расположенной на входе в септумный соленоид левее и ниже равновесной траектории позитронов. Проходя септумный соленоид, электроны под действием поперечного магнитного поля септума смещаются в горизонтальной плоскости вправо по направлению к равновесной траектории позитронов и попадают в кикер. К началу инжекции электронов инжекция позитронного пучка закончена и кикер выключен. Поэтому электронный пучок проходит сквозь кикер без отклонения. На входе в первую арку электроны оказываются ниже позитронного пучка. Поскольку направление дрейфа в тороидальном соленоиде определяется знаком заряда частиц, а дополнительное вертикальное магнитное поле компенсирует дрейф позитронов, для электронов

оно имеет "обратное" направление и, соответственно, их дрейфовое смещение удваивается.

Параметры установки подобраны таким образом, что электроны, проходя через первую арку, поднимаются на траекторию позитронов на входе в прямолинейную секцию и пучки совмещаются. Пройдя прямолинейную секцию во второй арке, пучки благодаря дрейфу электронов разделяются — электроны поднимаются вверх, попадают в выводной канал септумного соленоида и транспортируются в коллектор. Последний находится под потенциалом, близким к потенциалу катода пушки (режим рекуперации энергии электронов). Это существенно снижает уровень активных потерь источника пушки и нагрев коллектора.

Фокусировка (удержание) заряженных частиц в накопителе LEPTA осуществляется продольным магнитным полем, которое присутствует на всей орбите циркулирующего пучка. Для обеспечения устойчивости движения частиц вдоль равновесной орбиты дополнительно к продольному магнитному полю используется спиральное квадрупольное поле, которое формируется специальной обмоткой (аналогично тому, как это делается в стеллараторах).

Специфической особенностью накопителя с продольным магнитным полем является то, что электронное охлаждение циркулирующих позитронов уменьшает их температуру, но при этом не изменяет поперечного размера пучка. Каждый позитрон охлаждается, оставаясь "привязанным" к своей силовой линии магнитного поля, поэтому разброс позитронов по скоростям определяется перепадом потенциала поля пространственного заряда электронного пучка на размере пучка позитронов. Эта разность потенциалов в свою очередь зависит от степени естественной нейтрализации электронного пучка. Последняя определяется значением давления остаточного газа и геометрией вакуумной камеры (вариации поперечного размера камеры вдоль орбиты позитронов).

Инжектор позитронов накопителя LEPTA имеет два главных элемента: источник позитронов и ловушку для накопления позитронов. Криогенный источник позитронов разработан в ОИЯИ на основе β^+ -активного эмиттера — изотопа ^{22}Na производства Исследовательского института iThemba, LABS (Laboratory for Accelerator-Based Sciences) (ЮАР). Спектр позитронов, замедленных в слое твёрдого неона, замороженного при температуре 5 К на титановую фольгу толщиной 5 мкм, закрывающую выходное окно эмиттера, сепарируется в магнитном поле с выделением низкоэнергетической составляющей. При полной ширине спектра позитронов изотопа ^{22}Na порядка 500 кэВ удаётся выделить около 1 % потока позитронов с энергией в несколько электрон-вольт при ширине спектра (полная ширина на половине высоты (full width at half maximum, FWHM)) около 1,5 эВ (рис. 7).

Ловушка накопителя LEPTA повторяет конструкцию и принцип действия ловушки Пеннинга–Малмберга–Сурко, которой посвящён раздел 4.

Первой физической задачей, которую предстояло решить на накопителе LEPTA, было достижение длительного времени циркуляции в нём частиц. Прежде было сделано несколько попыток создания подобных накопителей, но ни в одной из них не удалось достичь достаточно длительного времени циркуляции [50]. На накопителе LEPTA удалось значительно продвинуться

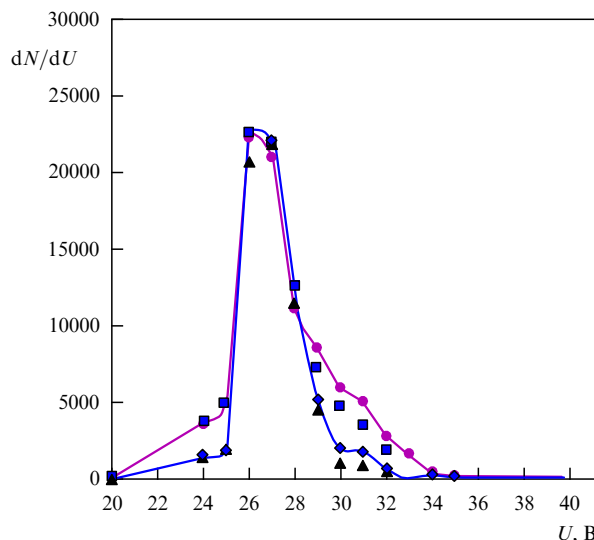


Рис. 7. Дифференциальный спектр позитронов на выходе из источника при толщине замедлителя 75 мкм (кружки и квадраты) и 95 мкм (треугольники и ромбы).

Таблица 1. Проектные параметры накопителя LEPTA

Параметр	Значение
Периметр, м	17,2
Энергия позитронов, кэВ	4–10
Период обращения, нс	500–300
Продольное магнитное поле, Гс	400–600
Большой радиус тороидов, м	1,45
Градиент спирального квадрупольного поля, Гс см ⁻¹	10
Радиус позитронного пучка, см	0,5
Количество циркулирующих позитронов	10 ⁸
Давление остаточного газа, торр	10 ⁻¹⁰
Система электронного охлаждения	
Длина секции охлаждения, м	4
Ток пучка электронов, А	0,5
Радиус электронного пучка, см	1
Параметры пучка ортопозитрония	
Интенсивность, число атомов в 1 с	10 ⁴
Угловая расходимость, мрад	1,0
Разброс по энергиям, $\Delta v/v$	10 ⁻³

в решении этой задачи. После коррекции продольного магнитного поля и улучшения вакуума время жизни пучка в накопителе увеличилось до 0,17 с [49, 51].

Второй задачей являются электронное охлаждение позитронов и генерация позитрония. Её успешное решение позволит осуществить поставку уникальных экспериментов на направленных потоках позитрония [52, 53], что станет возможным при достижении проектных значений параметров накопителя LEPTA (табл. 1).

4. Ловушка Пеннинга–Малмберга–Сурко с вращающимся электрическим полем

4.1. Конструкция и принцип действия ловушки Пеннинга–Малмберга–Сурко

Одной из серьёзных проблем в ловушечных технологиях является инжекция частиц. Особенно она остра при накоплении частиц от источников с низкой интенсив-

ностью. Например, в ловушках всех типов, представленных в разделах 3.1–3.3, многократное повторение инъекции крайне затруднительно из-за их ограниченных размеров и особенностей конструкции. В частности, оно практически невозможно в случае применения радиоактивных источников позитронов — непрерывного потока с интенсивностью, флуктуирующей во времени. Несколько проще обстоит дело, когда можно инжектировать короткие интенсивные сгустки частиц, сформированные в ускорителях или кольцевых накопителях. Кардинальное решение было найдено К. Сурко, предложившим схему накопления позитронов в ловушке Пеннинга–Малмберга с использованием буферного газа с градиентом давления по длине ловушки [54]. Модифицированная таким образом ловушка получила название "ловушка Пеннинга–Малмберга–Сурко".

Позднее появился ещё один метод увеличения эффективности накопления: увеличение времени жизни заряженной плазмы во вращающемся электрическом поле. Этот эффект "вращающейся стенки" ("rotating wall" — RW) был обнаружен в экспериментах по накоплению плазменного сгустка ионов Mg^+ [55]. Затем аналогичные результаты были получены как для электронной, так и для позитронной плазмы [56, 57].

Метод вращающегося поля используется для генерации антиводорода в проекте ATHENA/ALPHA [58]. Успешное использование этого метода позволило приступить к исследованию свойств антивещества и экзотических атомно-молекулярных систем [3, 9, 13, 59]. Определяющими при накоплении здесь являются частота и направление вращения поля в плоскости, поперечной оси ловушки. Зависимость эффективности накопления от параметров RW-поля носит резонансный характер.

Механизм действия вращающегося поля на сгусток до сих пор не имеет ясного объяснения, что отмечается в работах [60, 61].

В наших экспериментах на накопителе LEPTA используется ловушка Пеннинга–Малмберга–Сурко с вращающимся электрическим полем. Накопленные в ней позитроны инжектируются в накопительное кольцо для дальнейшей генерации позитрония [48, 49]. Целью наших исследований накопления частиц в ловушке был поиск оптимальных методик и параметров накопления, экспериментальная проверка возможных механизмов сжатия сгустка частиц во вращающемся электрическом поле.

Ловушка установки LEPTA [62] имеет стандартную ПМС-геометрию, представленную на рис. 8. Сборка электродов помещена в цилиндрическую вакуумную камеру, которая находится внутри соленоида, создающего соосное с ней продольное магнитное поле. На торцах камеры расположены вакуумные насосы, необходимые как для удаления остаточного газа, сокращающего время жизни частиц в ловушке, так и для создания градиента давления буферного газа (см. рис. 8). Последнее обеспечивается благодаря специальной геометрии восьми изолированных друг от друга цилиндрических электродов с различными длиной и диаметром. Газ натекает в систему через отверстие в середине электрода 2, а его откачка осуществляется с торцов электродов 1 и 8. В результате между входом в ловушку (электрод 1) и участком накопления (электроды 4–7) создается распределение давления, показанное на рис. 8б.

Позитроны захватываются ловушкой и охлаждаются в неупругих столкновениях с молекулами азота. Давление подобрано таким образом, чтобы позитрон из источника, пролетая внутри электрода 2, испытывал в среднем одно неупругое столкновение. Теряя при этом энергию, позитрон уже не может преодолеть потенциал электрода 1 и покинуть ловушку. Последующие неупругие столкновения приводят к заперению позитрона в потенциальной яме участка 4–7.

Энергия позитронов на входе в ловушку и распределение потенциалов электродов выбраны так (рис. 8б), что в области накопления позитроны обладают энергией порядка 1 эВ. Далее позитроны теряют энергию в столкновениях, возбуждая вращательные и колебательные моды молекул буферного газа, и охлаждаются до комнатной температуры (≈ 26 мэВ). Процесс накопления длится до установления равновесия между поступлением позитронов из источника и их аннигиляцией на остаточном газе и диффузией на стенки камеры. Распределения давления азота и потенциалов ловушки определяют энергию позитронов и играют критическую роль в эффективности процесса накопления. Выбор азота в качестве буферного газа объясняется малыми значениями сечения аннигиляции позитронов в данном газе при типичных для эксперимента значениях энергии частиц.

Для создания в ловушке вращающегося электрического поля (ниже RW-поля) электрод 4 изготовлен в виде четырёх изолированных сегментов. На каждый сегмент подаётся переменное гармоническое напряжение с одинаковой частотой и амплитудой, сдвинутое по фазе на 90° относительно соседнего сегмента. Таким образом может быть достигнуто вращение электрического поля в плоскости, перпендикулярной оси ловушки. Типичные

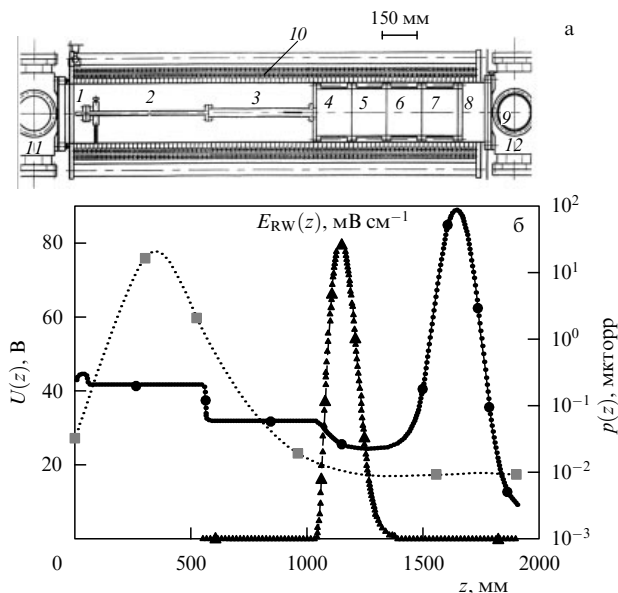


Рис. 8. (а) Схема ловушки ПМС установки LEPTA. 1–8 — электроды (с помощью разрезного электрода 4 создаётся RW-поле), 9 — коллектор и сцинтилляционный счётчик, 10 — соленоид, 11, 12 — турбомолекулярный и криогенный вакуумные насосы. (б) Для режима накопления позитронов распределение на оси камеры потенциала $U(z)$ электрического поля электродов (кружки — численное моделирование) и поперечного RW-поля $E_{RW}(z)$ (треугольники — численное моделирование), а также давления буферного газа $p(z)$ (квадраты — расчёт на основе измерений давления на выходе из ловушки и входе в неё).

Таблица 2. Типичные значения параметров частиц и ловушки при накоплении

Параметр	Интервал изменений
Продольное магнитное поле B , Гс	800–1200
Циклотронная частота ω_c , с ⁻¹	$(1,3–2,0) \times 10^{10}$
Глубина потенциальной ямы в области накопления (относительно электрода I) U_0 , В	15–20
Давление в области накопления при напуске буферного газа P , торр	$10^{-8}–5 \times 10^{-6}$
Амплитуда напряжения RW-поля, В см ⁻¹	0,5–2,0
Частота вращения RW-поля (знак указывает направление вращения по отношению к направлению магнетронного вращения сгустка) f_{RW} , кГц	0– ± 1400
Радиус электродов $4–8 R_0$, см	10
Длина электродов в области накопления L_0 , см	15,0
Плотность накопленных частиц n , см ⁻³	$\leq 10^8$
Плазменная частота ω_p , с ⁻¹	$\leq 2 \times 10^8$
Поперечный размер гауссова сгустка σ_r , см	$\sim 0,5$
Длина накопленного сгустка L , см	12,0–50,0

значения изменяемых параметров и характеристики сгустка накопленных частиц в нашем эксперименте представлены в табл. 2.

4.2. Накопление частиц в ловушке с вращающимся полем

Эксперименты по изучению влияния RW-поля на процесс накопления частиц в ловушке ПМС накопителя LEPTA, проведённые на позитронах и электронах в 2009–2015 гг., подтвердили эффекты, наблюдавшиеся другими авторами [55–58], и выявили новые, ранее не отмечавшиеся.

Эксперименты на позитронах проводились с источником, описанным в разделе 3.4. Для измерения интенсивности накопленного сгустка позитроны из ловушки сбрасывались на коллектор 9 (рис. 8а), и родившиеся аннигиляционные гамма-кванты регистрировались сцинтилляционным счётчиком в аналоговом режиме. Чувствительность счётчика, прокалриброванная на эталонном β^+ -источнике, составляет $N_{\text{trap}} = 6,66 \times 10^3 \times V_{[B]}$ позитронов, $V_{[B]}$ — амплитуда сигнала в вольтах. Амплитуда сигнала от одиночного позитрона $V_1 = 10$ мВ. Отсюда статистическая ошибка измерения $\Delta N_{\text{trap}}/N_{\text{trap}} = 0,1/\sqrt{V_{[B]}}$. Поток позитронов, инжектируемый в ловушку, измеряется тем же счётчиком в режиме счёта при открытой ловушке: $\dot{N}_{e^+} = 66,6 \dot{N}_{\text{counts}}$.

Для измерения поперечных размеров позитронных сгустков использовались подвижный коллектор 9 и сцинтилляционный счётчик.

В экспериментах на электронах пучок формируется трёхэлектродной пушкой с импрегнированным оксидным катодом диаметром 2 мм. Потенциал катода –50 эВ. Выбор длительности и частоты повторения импульсов напряжения на управляющем электроде определяет средний по времени поток электронов. Такой режим инжекции позволяет достаточно хорошо имитировать процесс накопления от радиоактивного источника с заданной величиной потока частиц.

При работе на электронах заряд, накопленный в ловушке, сбрасывается на коллектор и измеряется с помощью усилителя тока, имеющего эквивалентное входное сопротивление $R = 300$ кОм, длительность импульса (FWHM) 1 мкс. Соответственно, $N_{\text{trap}} = 2,1 \times 10^7 V_{[B]}$. Поперечные размеры электронных сгустков измерялись по свечению люминофора 9 с помощью CCD-камеры

(CCD (Charge-Coupled Device) — прибор с зарядовой связью).

Эффект сжатия сгустка накопленных частиц, наблюдавшийся в [56, 57], был подтверждён и в наших экспериментах [48, 49, 62] на позитронах и электронах с использованием описанных методик. Рисунок 9 иллюстрирует различные стадии процесса накопления электронов и изменение поперечного размера сгустка во времени.

Основной вывод из этих результатов: RW-поле сжимает сгусток до некоторого равновесного размера, при котором удерживает его длительное время. При выключенном RW-поле сгусток расширяется. Эти выводы подтверждаются также результатами измерений зависимости числа накопленных электронов от времени накопления при трёх разных режимах работы RW-поля (рис. 10): при работающем поле это число возрастает [62].

Было подтверждено также, что *выбор направления вращения RW-поля* является критическим: при включении вращения поля в направлении дрейфа (вращения) частиц в скрещённых полях — магнитном поле соленоида ловушки и радиальном электрическом поле пространственного заряда сгустка и электронов ловушки — влияние поля максимально, и оно практически исчезает при обратном направлении.

В ранних экспериментах на электронах было найдено значение частоты RW-поля, при котором влияние поля значительно возрастает — увеличиваются время жизни частиц и их количество в сгустке [62]. В этих экспериментах можно было накапливать порядка 10^8 электронов, и резонансное значение частоты составляет около 600 кГц (рис. 11). Магнитное поле в ловушке было увеличено до 1300 Гс (что существенно) (см. раздел 4.3). Аналогичная зависимость отмечена в работах [56, 57].

Принципиально новые результаты были получены в исследованиях "RW-спектров" в экспериментах 2014–2015 гг. [63]. При измерении зависимости числа частиц в сгустке N_{trap} , эффективности захвата частиц в накопитель ε и времени их жизни τ в ловушке от частоты RW-поля были исследованы режимы разных, низких и высоких, интенсивностей потоков инжектируемых частиц и накопленных сгустков, найдены новые низкочастотные резонансы частоты RW-поля, вызывающие существенное увеличение числа накопленных частиц (рис. 12), а также "антирезонансы" на низких, порядка нескольких десятков герц, частотах RW-поля, при которых вращение поля приводит к полному разрушению накопленных сгустков.

Эффективность действия RW-поля существенно зависит от распределения потенциалов электродов ловушки. Резонансная частота возрастает экспоненциально с увеличением числа частиц в сгустке N_{trap} (рис. 13), и эффективность накопления на резонансной частоте возрастает по мере накопления частиц $N_{\text{trap}}(t)$, достигает максимума и затем несколько снижается.

При непрерывном накоплении частиц изменение их числа в сгустке со временем описывается формулой

$$N_{\text{trap}}(t) = \varepsilon \dot{N} \tau \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \rightarrow \begin{cases} \varepsilon \dot{N} t, & t \ll \tau, \\ \varepsilon \dot{N} \tau, & t \gg \tau, \end{cases} \quad (5)$$

где эффективность захвата ε , поток инжектируемых позитронов \dot{N} и время жизни частиц сгустка в ловушке τ не зависят от времени. При известном потоке \dot{N} первая из асимптотик позволяет определить значение эффективности ε , а вторая — значение $\varepsilon \tau$. Кроме того, фитирование

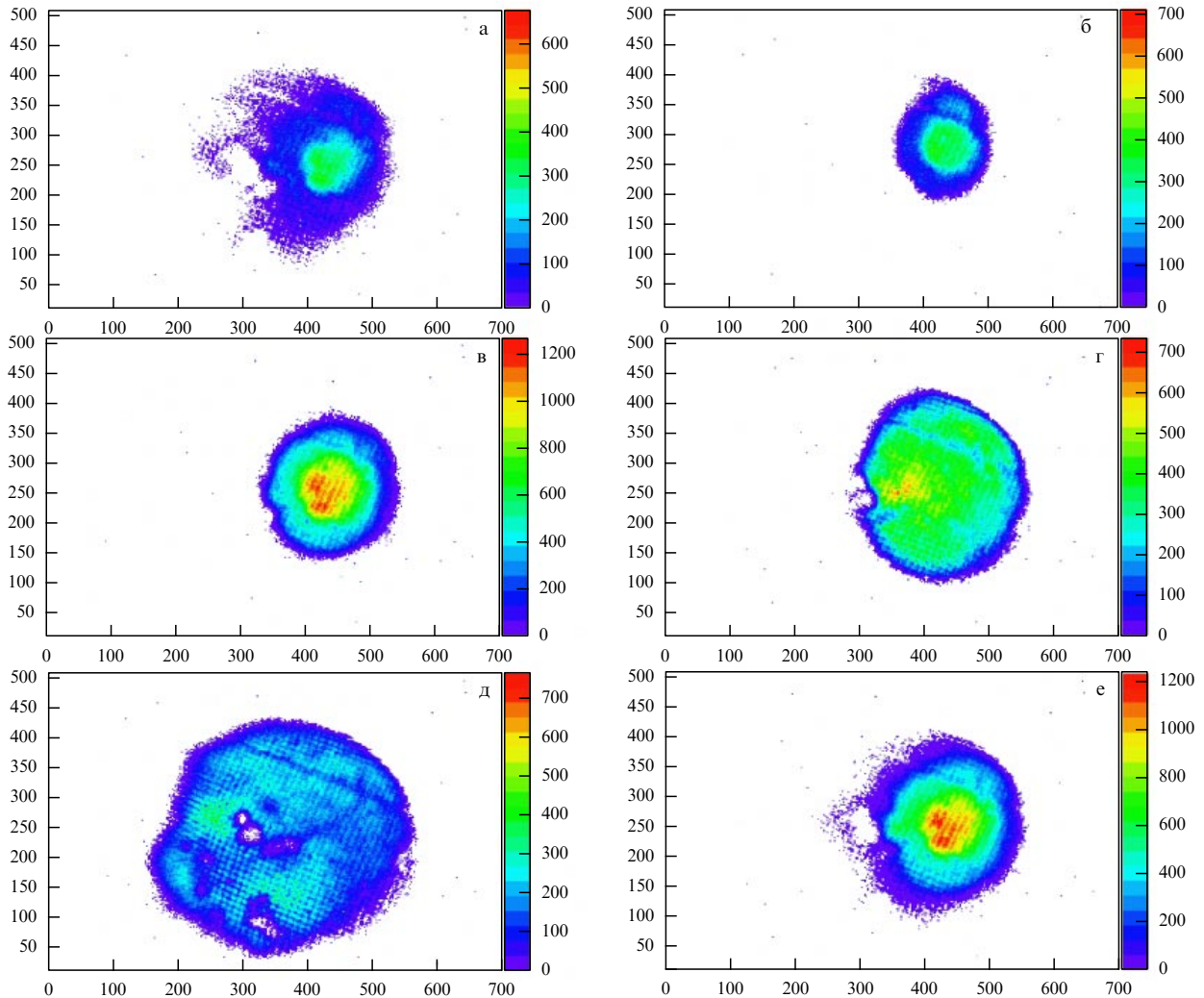


Рис. 9. (В цвете онлайн.) (а, б) Эффект формирования сгустка в RW-поле после выключения инжекции: RW-поле постоянно включено, инжекция длится 30 с, затем прекращается, и образовавшийся сгусток (а) удерживается при выключенной инжекции в течение 30 с (б) и потом сбрасывается на люминофор. Видно, что RW-поле "ликвидирует" гало, образовавшееся при инжекции. (в, г) Эффект выключения RW-поля. Инжекция при включённом RW-поле длится 30 с (в). После её прекращения сгусток в течение 10 с удерживается при выключенном RW-поле (г). Хорошо видно расширение сгустка на рис. г. (д, е) Эффект включения RW-поля по окончании инжекции. В обоих случаях инжекция производится в течение 30 с без включения RW-поля, после чего инжекция прекращается и накопленные частицы удерживаются в ловушке ещё 10 с при выключенном (д) или включённом (е) RW-поле. Из рисунка е видно, что RW-поле сжимает сгусток. Снимки поперечного сечения сгустка электронов, сброшенного на люминофор, сделаны CCD-камерой. Одно деление на шкалах поперечных размеров — 60 мкм. В правой части рисунков — шкалы относительной яркости изображения.

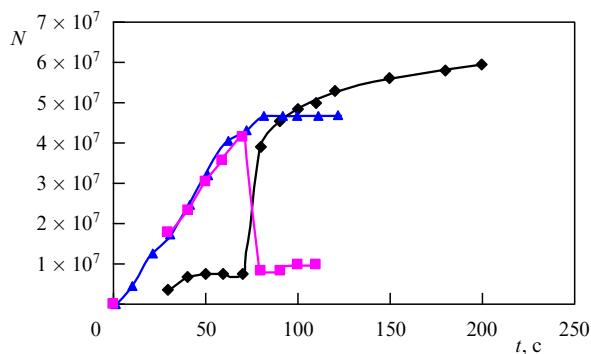


Рис. 10. Зависимость числа $N(t)$ сброшенных на коллектор накопленных электронов от времени накопления t при различных режимах работы RW-поля: RW-поле и инжекция выключаются через 80 с, пучок свободно расширяется (квадраты); RW-поле включается через 80 с после начала накопления (ромбы); RW-поле включено постоянно (треугольники).

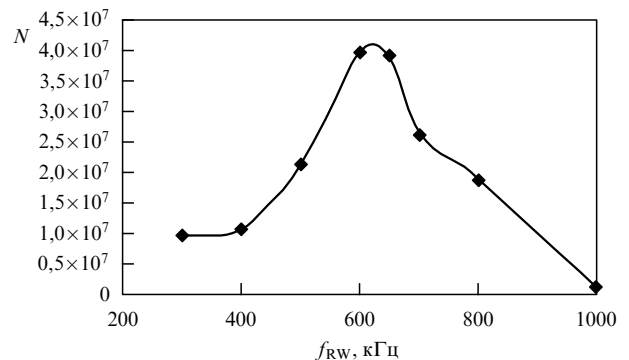


Рис. 11. Зависимость числа накопленных частиц (электронов) в сгустке от частоты RW-поля при оптимальных параметрах: $P = 2 \times 10^{-6}$ торр, $B = 1200$ Гс, $N_{c+} \sim 10^8$.

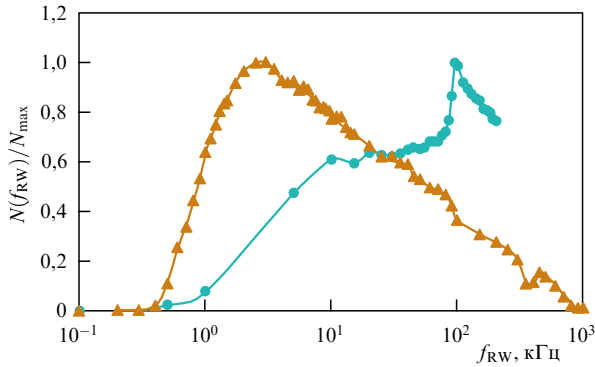


Рис. 12. Зависимость нормированного на максимум числа накопленных позитронов (треугольники) и электронов (кружки) от частоты RW-поля f_{RW} . Амплитуда поля 1 В, давление буферного газа в области накопления $2,75 \times 10^{-6}$ торр.

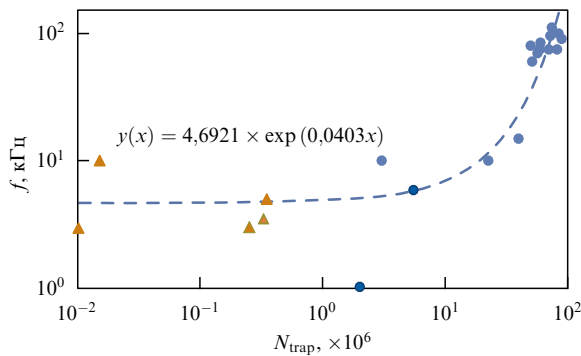


Рис. 13. Зависимость резонансной частоты от количества частиц N_{trap} , накопленных за 20 с: кружки соответствуют электронам, треугольники — позитронам. Штриховая кривая — тренд $y(x) = 4,6921 \exp(0,0403x)$.

экспериментальной кривой накопления формулой (5) даёт независимо значение τ .

В 2014–2015 гг. была детально исследована зависимость эффективности накопления позитронов от давления буферного газа (табл. 3). Из таблицы 3 видно, что при увеличении давления время жизни частиц τ медленно убывает, а эффективность захвата ε возрастает. При этом произведение $\varepsilon\tau$ также возрастает. Включение RW-поля на резонансной частоте увеличивает число накопленных позитронов почти в два раза. Полученные экспериментальные результаты послужили основанием для формулирования модели механизма накопления частиц в ловушке ПМС.

Таблица 3. Зависимость параметров накопления позитронов от давления P буферного газа при выключенном (RW off) и включённом (RW on) RW-поле

$P, 10^{-6}$ торр	$\tau, \text{с}$	$\varepsilon, \%$	$\varepsilon \times \tau, \%$	$N_{\text{trap}}, 10^5$
	RW off/RW on	RW off/RW on	RW off/RW on	
1,1	4,5/12,5	1,5/1,4	6,75/17,5	0,3/0,7
4,0	5,0/8,5	6,5/7,1	32,5/60,3	1,2/2,2
7,0	5,0/9,0	11,5/11,3	57,5/101,7	1,7/2,9
10,1	5,0/7,5	16,3/17,2	81,5/129,0	2,0/3,3
13,7	3,5/6,0	25,6/23	89,6/138,0	2,1/3,2

4.3. Трёхмерная модель движения зарядов в ловушке. Механизм сжатия сгустка и увеличения времени жизни частиц

Эффект влияния RW-поля на поперечные размеры сгустка до сих пор не имел ясного объяснения [60, 61]. Авторы работы [64] пытались использовать теорию электромеханических или электростатических волн в цилиндрическом столбе плазмы [65, 66]. Согласно этой теории у цилиндрического столба плазмы существуют моды колебаний Гоулда–Трайвелписа. Попадая в резонанс с этими модами, RW-поле оказывает возбуждающее воздействие на столб заряженной плазмы, но при этом не ясна причина сжатия сгустка.

Однако в последующих экспериментах было обнаружено сжимающее действие RW-поля в случае предельно малых концентраций накопленных частиц, когда ни о каком возбуждении плазменных волн говорить не приходится [60, 61]. Очевидно, что в случае малого числа частиц фокусирующий эффект должен следовать из решения уравнений движения одиночной частицы в полях сил, действующих в ловушке. Такая попытка была сделана в работе [61], но полученное там решение не даёт понятного физического обоснования эффекта. Предварительно в экспериментах [57] отмечалось хорошее совпадение частоты и направления вращения RW-поля с частотой и направлением макроскопического дрейфового движения всего сгустка как целого в скрещённых магнитном поле и поле пространственного заряда. Кроме этого, в нашей работе [62] обнаружено хорошее совпадение частоты вращающегося поля с частотой продольных баунс-осцилляций:

$$f_{RW}^{\text{res}} = f_{\text{bounce}} = \frac{\omega_{\text{bounce}}}{2\pi} \approx \frac{v_{\parallel}}{2L_0}.$$

Здесь v_{\parallel} — продольная по отношению к оси скорость частиц. Это обусловило необходимость анализа трёхмерной (3D) динамики частиц в области накопления ловушки. Однако экспериментальные результаты 2014–2015 гг. [63] заставили пересмотреть такое, вполне очевидное, условие. В области низких интенсивностей, где $f_{RW}^{\text{res}} \ll f_{\text{bounce}}$ (см. рис. 13), оно заведомо не выполняется. Поэтому мы пересмотрели анализ движения частицы в ловушке в присутствии RW-поля.

Уравнения движения частицы в однородном магнитном поле \mathbf{B} и \mathbf{E}_{RW} имеют известный вид:

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= e \frac{dy}{dt} \frac{B}{c} + e [E_x + E_{RW} \cos(\omega_{RW}t + \varphi)] - K \frac{dx}{dt}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -e \frac{dx}{dt} \frac{B}{c} + e [E_y + E_{RW} \sin(\omega_{RW}t + \varphi)] - K \frac{dy}{dt}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь m, e — масса и заряд частицы, x, y — её координаты в плоскости, перпендикулярной оси ловушки, $\mathbf{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$ — поле электродов ловушки и пространственного заряда сгустка, K — коэффициент трения, учитывающий влияние упругих столкновений с молекулами буферного газа. Пренебрегая в (6) влиянием поля \mathbf{E} (внутри электрода 4 (рис. 8а) оно мало) и буферного газа (рассмотрено ниже) и переходя к комплексной переменной $\xi = x + iy$, приводим систему уравнений к виду

$$\frac{d^2\xi}{dx^2} + \omega_c \frac{d\xi}{dt} = \frac{eE_{RW}}{m} \exp[i(\omega_{RW}t + \varphi)],$$

где $\omega_c = eB/(mc)$ — циклотронная частота. В приближении $\omega_c \gg \omega_{RW}$ ("замагниченная" частица) можно ограничиться рассмотрением частного решения:

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + \frac{v_d}{\omega_{RW}} [\cos(\omega_{RW}t + \varphi) - \cos \varphi], \\ y(t) &= \text{Im } \xi(t) = y_0 + \frac{v_d}{\omega_{RW}} [-\sin(\omega_{RW}t + \varphi) + \sin \varphi], \quad (7) \\ v_d &= c \frac{E_{RW}}{B}. \end{aligned}$$

Здесь (x_0, y_0) — начальные значения координат частицы, φ — фаза RW-поля в начальный момент $t = 0$, v_d — дрейфовая скорость частицы в скрещённых полях $\mathbf{E}_{RW} \times \mathbf{B}$. Траектория частицы (7) описывается уравнением окружности

$$\begin{aligned} \left(x - x_0 + \frac{v_d}{\omega_{RW}} \cos \varphi\right)^2 + \left(y - y_0 + \frac{v_d}{\omega_{RW}} \sin \varphi\right)^2 &= \\ &= \left(\frac{v_d}{\omega_{RW}}\right)^2 \quad (8) \end{aligned}$$

с радиусом

$$\rho_{RW} = \frac{v_d}{\omega_{RW}} = \frac{cE_{RW}}{B\omega_{RW}} \quad (9)$$

и центром в точке $(x_0 - \rho_{RW} \cos \varphi, y_0 - \rho_{RW} \sin \varphi)$ (рис. 14). Это упрощённое рассмотрение без учёта изменения \mathbf{E}_{RW} в пространстве позволяет, тем не менее, понять характер движения частицы в ловушке ПМС.

Траектория движения частицы в поперечной плоскости в области вне RW-поля представляет собой результат сложения быстрого циклотронного вращения, ω_c , и медленного магнетронного поворота относительно оси симметрии радиального электрического поля. Трение, возникающее в столкновениях, приводит к сжатию орбит циклотронного вращения и раскручиванию траекторий магнетронного движения — диффузии накапливаемых частиц на стенки вакуумной камеры с последующей гибелью. Буферный газ, как сказано в разделе 4.1, необходим для захвата частиц в область накопления, однако его действие значительно уменьшает время жизни частиц. RW-поле в электроде 4 (рис. 8а), являясь консервативным, может (как ни кажется парадоксальным) уменьшать размеры сгустка, увеличивать время жизни частиц и, как следствие, эффективность их накопления. Этот эффект имеет место, если частота RW-поля

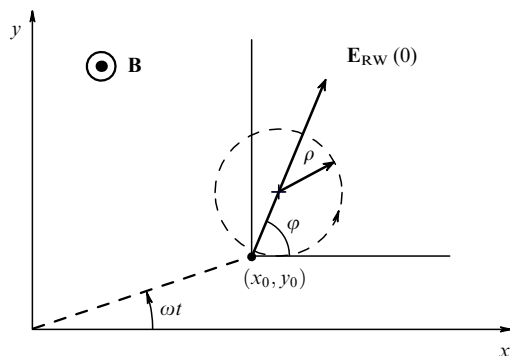


Рис. 14. Траектория частицы в однородных скрещённых полях — магнитном \mathbf{B} и вращающемся \mathbf{E}_{RW} . Стрелка на траектории частицы (штриховая окружность) указывает направление вращения частицы.

согласована с частотами ω_{magn} магнетронного вращения и продольных осциллирующих частиц. В противном случае среднее по времени действие RW-поля равно нулю. В области RW-поля частица из начальной точки (x_0, y_0) влёта в поле движется по круговой траектории радиусом (9), φ — угол между вектором \mathbf{E}_{RW} и осью x в момент влёта (см. рис. 14).

За время τ_{RW} пребывания в RW-поле частица проходит отрезок дуги окружности $\Delta s = R_{RW}\omega_{RW}\tau_{RW}$, смещаясь к оси ловушки, если в момент влёта угол α имеет оптимальное значение. При этом частота вращения (угловая скорость частицы) равна частоте RW-поля ω_{RW} . Покинув область RW-поля, частица вращается вокруг оси ловушки в скрещённых полях — радиальном электрическом поле электродов и накопленном сгустке частиц и продольном магнитном поле ловушки. Если за период баунс-колебаний частица возвращается в точку вылета, то она продолжает движение под действием RW-поля по круговой орбите (8).

Для накопления частиц необходимо, чтобы их радиальное движение (дрейф) под действием RW-поля прекратилось в приосевой области ловушки. Это происходит в ПМС-ловушке по нескольким причинам. Главная из них — уменьшение энергии частиц в столкновениях с буферным газом — термализация смеси газ-частицы к комнатной температуре. В результате глубина проникновения частицы в область RW-поля постепенно уменьшается со временем (см. график функции $U(z)$ на рис. 8б). А поскольку RW-поле быстро убывает вблизи границы электродов 4 и 5, соответственно, уменьшается и радиус окружности-траектории $\rho_{RW}(z)$ (9). Частный случай такой траектории показан на рис. 15. Процесс заканчивается "остановкой" частицы вблизи оси ловушки.

По окончании процесса образуется сгусток частиц в приосевой области потенциальной ямы ловушки (внутри электродов 5, 6 (рис. 8а)). Конкурирующий процесс —

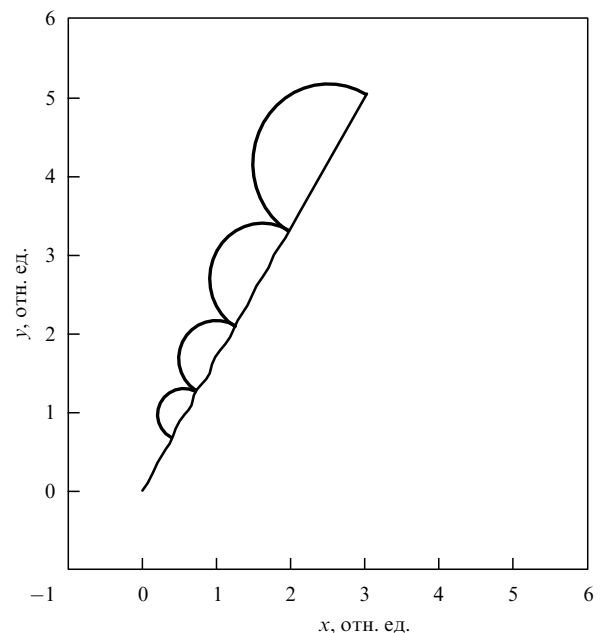


Рис. 15. Траектория частицы в области RW-поля при многократных баунс-осцилляциях. Ось ловушки при $x = y = 0$, $\alpha = 59^\circ$, $(R_{RW})_n = k^{n-1}(R_{RW})_1$, $k = 0,7$, $n = 1, 2, \dots$, $(R_{RW})_1 = 1,0$; частота ω_{RW} выбрана такой, чтобы частица в области RW-поля совершила пол-оборота.

диффузия в столкновениях с буферным газом — компенсируется действием RW-поля.

Такая схема накопления подтверждается зависимостью ε и τ от давления буферного газа (см. табл. 3).

Условие 3D-резонанса следует из представленной схемы накопления. За период продольных колебаний частицы T_{bounce} вектор RW-поля поворачивается на угол $\Delta\varphi_{\text{RW}} = \omega_{\text{RW}} T_{\text{bounce}}$, а частица смещается по азимуту относительно оси ловушки на угол магнетронного вращения

$$\Delta\varphi_e = \int_0^{T_{\text{bounce}}} \omega_{\text{magn}}(t) dt + \omega_{\text{RW}} \tau_{\text{RW}}, \quad (10)$$

где τ_{RW} — время пребывания частицы в RW-поле. Из равенства $\Delta\varphi_{\text{RW}} = \Delta\varphi_e + 2\pi n$ и выражения (10) следует условие резонанса

$$(\omega_{\text{RW}})_{\text{res}} = \frac{\int_0^{T_{\text{bounce}}} \omega_{\text{magn}}(t) dt + 2\pi n}{T_{\text{bounce}} - \tau_{\text{RW}}}. \quad (11)$$

Формула (11) — приближённая. Она справедлива при

$$\Delta s \ll R_{\text{RW}}, \quad \text{или} \quad \omega_{\text{RW}} \tau_{\text{RW}} \ll 1. \quad (12)$$

Отметим, что T_{bounce} и τ_{RW} , а следовательно, и $(\omega_{\text{RW}})_{\text{res}}$ зависят от энергии частицы. Поэтому RW-спектр отражает распределение частиц в ловушке по энергии, и каждая частота является "резонансной" для частиц с определённой энергией.

При малой интенсивности накопленных сгустков период магнетронного движения определяется вращением частиц в поперечном электрическом поле электродов ловушки вблизи точек разворота в электродах 4, 7, 8 (рис. 8а). С повышением интенсивности определяющую роль начинает играть азимутальный дрейф в скрещённом поле пространственного заряда сгустка и продольном магнитном поле. Наличие "антирезонансов" — провалов RW-спектров в области предельно низких частот RW-поля (см. рис. 12) — не противоречит 3D-модели: поперечный дрейф в скрещённом квазистатическом RW-поле и постоянном магнитном поле выносит частицы на стенку вакуумной камеры.

Проведённое рассмотрение показывает, что накопление должно идти с изменяющейся эффективностью захвата ε . Вначале, когда частиц в сгустке мало, значения частот ω_{magn} и $(\omega_{\text{RW}})_{\text{res}}$ тоже малы, как будто RW-поле почти полностью отсутствует. По мере накопления ε возрастает и выходит на насыщение (что мы и видим в эксперименте). Поэтому напрашивается исследование режима накопления со сканированием частоты RW-поля — с её увеличением по мере накопления частиц. Такой эксперимент планируется провести на ловушке ПМС установки ЛЕРТА в ближайшее время.

Численное моделирование движения частиц в полях области накопления (рис. 8б) показало, что мгновенные значения частоты магнетронного вращения максимальны вблизи точек поворота частиц внутри электродов 4, 7 и 8 (рис. 8а). Период продольных баунс-осцилляций в зависимости от энергии частицы и распределения потенциалов в ловушке изменяется от нескольких микросекунд до нескольких сотен микросекунд. При этом время пребывания накопленных частиц во вращающемся поле может составлять значительную часть периода баунс-

осцилляций при локализации частиц в области накопления. Это время уменьшается по мере возрастания энергии частиц. Оценки $\omega_{\text{RW}}^{\text{res}}$ по формуле (11) при низкой интенсивности сгустка в ловушке ПМС установки ЛЕРТА дают величину порядка нескольких кГц, что согласуется с экспериментальными результатами (см. рис. 13). При повышении концентрации накапливаемых частиц для оказания систематического действия RW-поля на процесс накопления и удержания части сгустка вблизи оси ловушки необходимо пропорционально увеличить частоту вращающегося поля в соответствии с соотношением для магнетронной частоты вращения сгустка в поле пространственного заряда $\omega_{\text{RW}}^{\text{res}} \approx \omega_{\text{magn}} = 2\pi n e c / B$, где n — концентрация частиц в сгустке.

Таким образом, *главные характеристики 3D-резонанса* можно сформулировать следующим образом.

1. Угловая скорость вращения "замагниченной" частицы по круговой орбите в RW-поле не зависит от энергии частицы.

2. Радиус траектории (окружности) "замагниченной" частицы в RW-поле пропорционален напряжённости поля E_{RW} .

3. Период продольных колебаний слабо зависит от энергии частиц (квазипараболический потенциал поля электродов ловушки $U(z)$).

4. При движении в ловушке частицы совершают вращение вокруг её оси под действием скрещённых полей — продольного магнитного и радиальной компоненты электрического поля электродов ловушки и пространственного заряда сгустка накопленных частиц.

5. 3D-резонанс возникает при выполнении условий (11), (12).

5. Предельные возможности ловушек и накопителей частиц

Существует несколько ограничений на максимальное число частиц, накапливаемых в ловушке. Первое — это ограничение по пространственному заряду. Потенциал, создаваемый на оси камеры относительно её стенки аксиально-симметричным сгустком частиц с зарядом e и постоянной концентрацией n , описывается (в гауссовой системе единиц) известной формулой:

$$\varphi(0) = en \pi a^2 \left(2 \ln \frac{b}{a} + 1 \right),$$

где a и b — радиусы сгустка частиц и вакуумной камеры. Если $\varphi(0)$ превысит запирающую разность потенциалов ловушки ΔU , то накопление прекратится. Таким образом, предельное число частиц в ловушке ограничено величиной

$$N_{\text{bunch}} \leq \frac{\Delta U L}{e} \left(\frac{2 \ln b}{a} + 1 \right)^{-1}, \quad (13)$$

где L — длина сгустка. Так, для ловушки ПМС установки ЛЕРТА (рис. 8а) при $a \approx 0,5$ см, $b = 10$ см, $\Delta U = 13$ В оценка (13) даёт $N \approx 3 \times 10^8$ позитронов.

Второе ограничение также связано с кулоновским полем пространственного заряда сгустка. При определённой плотности частиц сила кулоновского расталкивания превосходит лоренцеву силу магнитного поля ловушки, предотвращающую расширение сгустка, — кри-

терий Бриллюэна [67]:

$$n_{\text{в}} \leq \frac{B^2}{8\pi mc^2}. \quad (14)$$

Для накопления лёгких частиц это довольно слабое ограничение. Например, поле в 1 кГс удерживает позитронный (электронный) сгусток до достижения плотностей порядка 10^{11} см^{-3} . Для тяжёлых частиц — ионов — предельная плотность убывает в $1836 A_{\text{ион}}$ раз, где $A_{\text{ион}}$ — атомное число для иона.

Несомненным достоинством магнитной ловушки ПМС является простота инжекции частиц в ловушку и их вывода из неё. Это делает такие ловушки привлекательными для накопления заряженных античастиц. Однако для эффективного их захвата от потока радиоактивного источника необходима техника с использованием буферного газа, описанная выше. В этом, собственно, и состояло предложение Демельта [27], развитое Сурко [54] в ловушке ПМС. Такой метод инжекции и захвата частиц делает возможным их накопление от непрерывного источника.

Для ловушек Пауля, Пеннинга, Пеннинга–Малмберга в их классическом варианте единственный эффективный метод захвата частиц — импульсная инжекция, когда запирающий потенциал одного из торцевых электродов снимается на время пролёта первой (головной) частицы от входа в ловушку до другого торцевого электрода и обратно. Этим ограничивается число частиц, захватываемых в ловушку.

Важным преимуществом ловушек Пеннинга–Малмберга является их способность удерживать большое число частиц благодаря большим продольным размерам. В отсутствие рассеяния и диффузии на остаточном газе сгусток частиц с плотностью, удовлетворяющей условиям (13), (14), не соприкасается со стенками вакуумной камеры сколь угодно длительное время. Однако рассеяние на молекулах остаточного и буферного (при его использовании) газа приводит к поперечной диффузии частиц и, как следствие, к резкому уменьшению максимального числа накопленных заряженных частиц. Поэтому давление в вакуумной камере ограничено несколькими микроторрами.

Время жизни частиц в ловушках, как известно из физики плазмы и подтверждено экспериментально (см., например, [68]), прямо пропорционально напряжённости магнитного поля и обратно пропорционально температуре и давлению остаточного газа. В случае античастиц действует также аннигиляция в столкновениях, вследствие чего исходный вакуум (без напуска буферного газа) должен быть предельно высоким. Ещё одним ограничением времени жизни является рассеяние на неизбежных неоднородностях магнитных и электрических полей, что особенно сильно проявляется в кольцевых ловушках-накопителях [50]. Роль диффузии на стенки в этом случае значительно возрастает с увеличением длины сгустков L : время жизни при высокой степени вакуума пропорционально отношению $(B/L)^2$ [51].

Существует также метод перезарядной инжекции, предложенный в ускорительной технике [69]. Но он применим только для ионов и протонов. Разновидностью этого метода является инжекция частиц, рождающихся в распадах других частиц, как это делается, например, в экспериментах g-2 по измерению аномального магнит-

ного момента мюона на ловушках-накопителях, проводившихся в ЦЕРНе и продолженных в Брукхейвенской национальной лаборатории и Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (США) [70]. В этих экспериментах используется кольцевая ловушка-накопитель с поперечным магнитным полем высокой однородности и фокусирующей системой электростатических квадрупольных линз. Такая структура накопителя обеспечивает стабильность динамики спина мюонов, рождающихся в распадах π -мезонов.

6. Заключение

Ловушки заряженных частиц, представленные в настоящем обзоре, находят достаточно широкое и разнообразное применение в физических экспериментах, ловушки каждого из типов в своей области — в физике частиц, ядерной, атомной и молекулярной физике. Каждый тип ловушек имеет свои особенности и ограничения, достоинства и преимущества.

Наиболее подробно изложены экспериментальные результаты исследования накопления электронов и позитронов в ловушке Пеннинга–Малмберга–Сурко с вращающимся электрическим полем. Предложенный механизм резонансного действия этого поля — 3D-резонанс [63], приводящий к сжатию сгустка накапливаемых частиц, увеличению времени их жизни в ловушке и, соответственно, числа накопленных частиц, нашёл подтверждение в экспериментах. Сформулированы критерии, позволяющие оценить предельное число частиц, накапливаемых в ловушке ПМС.

Развитие и совершенствование методов накопления частиц позволяет продвинуться в постановке экспериментальных исследований нового поколения.

Авторы пользуются возможностью выразить искреннюю благодарность А.Г. Кобецу, О.С. Орлову и А.А. Сидорину за участие в проведении совместных экспериментов на установке ЛЕРТА, Е.В. Ахмановой за проведение численного моделирования полей установки, О.И. Мешкову за ценные замечания при прочтении рукописи, Г.В. Трубникову и С.Л. Яковенко за поддержку работы и интерес к ней, Л.В. Соболевой и Т.А. Степановой за помощь в подготовке рукописи.

Список литературы

1. Baur G et al. *Phys. Lett. B* **368** 251 (1996)
2. Andresen G B et al. (The ALPHA Collab.) *Nature Phys.* **7** 558 (2011)
3. Amole C et al. *Nature* **483** 439 (2012)
4. Kuroda N et al. *Nature Commun.* **5** 3089 (2014)
5. Pérez P et al. *Hyperfine Interact.* **233** 21 (2015)
6. Scampoli P, Storey J *Mod. Phys. Lett. A* **29** 143001 (2014)
7. Bertsche W A et al. *J. Phys. B* **48** 232001 (2015)
8. Мешков И Н ЭЧАЯ **28** 495 (1997); Meshkov I N *Phys. Part. Nucl.* **28** 198 (1997)
9. Danielson J R et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 247 (2015)
10. Gribakin G F, Young J A, Surko C M *Rev. Mod. Phys.* **82** 2557 (2010)
11. Cassidy D B, Mills A P (Jr.) *Nature* **449** 195 (2007)
12. Cassidy D B et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 043401 (2012)
13. Cassidy D B et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 133402 (2012)
14. Major F G, Gheorghie V N, Werth G *Charged Particle Traps. Physics and Techniques of Charged Particle Field Confinement* (Berlin: Springer, 2005)
15. Werth G, Gheorghie V N, Major F G *Charged Particle Traps II: Applications* (Berlin: Springer, 2009)

16. Кадомцев Б Б, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 5 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1998) с. 119
17. Spitzer L (Jr.) *Sci. Am.* **199** (4) 28 (1958); Пер. на русск. яз.: Спитцер Л *УФН* **71** 327 (1960)
18. Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 3; Пер. на англ. яз.: Budker G I, in *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959) p. 1
19. Post R F *Rev. Mod. Phys.* **28** 338 (1956)
20. Pierce J R *Theory and Design of Electron Beams* (New York: Van Nostrand Co., 1949)
21. Dehmelt H *Adv. At. Mol. Phys.* **3** 53 (1967)
22. Dehmelt H *Adv. At. Mol. Phys.* **5** 109 (1969)
23. Wineland D, Ekstrom P, Dehmelt H *Phys. Rev. Lett.* **31** 1279 (1973)
24. Penning F M *Physica* **3** 873 (1936)
25. Paul W, Steinwedel H Z. *Naturforsch. A* **8** 448 (1953)
26. Пауль В *УФН* **160** (12) 109 (1990); Paul W *Rev. Mod. Phys.* **62** 531 (1990)
27. Демельт Х *УФН* **160** (12) 129 (1990); Dehmelt H *Rev. Mod. Phys.* **62** 525 (1990)
28. Мешков И Н, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 351
29. Владимирский В В *ЖЭТФ* **39** 1062 (1960); Vladimirkii V V *Sov. Phys. JETP* **12** 740 (1961)
30. Gott Yu V, Ioffe M S, Tel'kovskii V G, in *Nuclear Fusion Supplement* Vol. 3 (Vienna: International Atomic Energy Agency, 1962) p. 1045
31. Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **51** 1336 (1983)
32. Toschek P E, in *Tendances Actuelles en Physique Atomique. New Trends in Atomic Physics. Les Houches, Session XXXVIII, June 28–July 29, 1982* Vol. 1 (Eds G Grynberg, R Stora) (Amsterdam: North-Holland, 1984) p. 383; Пер. на русск. яз.: Тошек П Э *УФН* **158** 451 (1989)
33. Миногин В Г *УФН* **137** 173 (1982); Minogin V G *Sov. Phys. Usp.* **25** 359 (1982)
34. Чу С *УФН* **169** 274 (1999); Chu S *Rev. Mod. Phys.* **70** 685 (1998)
35. Кеттерле В *УФН* **173** 1339 (2003); Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002)
36. Wineland D J *Rev. Mod. Phys.* **85** 1103 (2013); Вайнленд Д Дж *УФН* **184** 1089 (2014)
37. Dehmelt H G, Schwinberg P B, Van Dyck R S *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.* **26** 107 (1978)
38. Schwinberg P B, Van Dyck R S (Jr.), Dehmelt H G *Phys. Lett. A* **81** 119 (1981)
39. Тарантин Н И *ЭЧАЯ* **30** 402 (1999); Tarantin N I *Phys. Part. Nucl.* **30** 167 (1999)
40. Marrs R E, Elliott S R, Knapp D A *Phys. Rev. Lett.* **72** 4082 (1994)
41. Jonson B *Phys. Rep.* **389** 1 (2004)
42. Chen L et al. *Nucl. Phys. A* **882** 71 (2012)
43. Schneider Ch, Porras D, Schaez T *Rep. Prog. Phys.* **75** 024401 (2012)
44. Malmberg J H, Driscoll C F *Phys. Rev. Lett.* **44** 654 (1980)
45. Benilan M-N, Audoin C *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.* **11** 421 (1973)
46. Gabrielse G, Mackintosh F C *Int. J. Mass Spectrom. Ion Proces.* **57** 1 (1984)
47. Meshkov I, Skrinky A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **379** 41 (1996); Мешков И Н, Скринский А Н, Препринт Е9-95-130 (Дубна: ОИЯИ, 1995)
48. Ахманова Е В и др. *Письма в ЭЧАЯ* **7** 814 (2010); Akhmanova E V et al. *Phys. Part. Nucl. Lett.* **7** 502 (2010)
49. Ахманова Е В и др. *Письма в ЭЧАЯ* **9** 618 (2012); Akhmanova E V et al. *Phys. Part. Nucl. Lett.* **9** 373 (2012)
50. Мешков И Н и др. *ЭЧАЯ* **36** 1071 (2005); Meshkov I N et al. *Phys. Part. Nucl.* **36** 562 (2005)
51. Есеев М К *Экзотические атомы, ионы и их компоненты в интенсивных электромагнитных полях* (Архангельск: САФУ, 2014)
52. Мешков И Н *ЭЧАЯ* **28** 495 (1997); Meshkov I N *Phys. Part. Nucl.* **28** 198 (1997)
53. Meshkov I N *AIP Conf. Proc.* **592** 616 (2001)
54. Surko C M, Leventhal M, Passner A *Phys. Rev. Lett.* **62** 901 (1989)
55. Huang X-P et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 875 (1997)
56. Greaves R G, Surko C M *Phys. Rev. Lett.* **85** 1883 (2000)
57. Danielson J R, Surko C M *Phys. Plasmas* **13** 055706 (2006)
58. Andresen G B et al. (ALPHA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 203401 (2008)
59. Danielson J R et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 113201 (2012)
60. Greaves R G, Мохом J М *Phys. Plasmas* **15** 072304 (2008)
61. Isaac C A et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 033201 (2011)
62. Есеев М К и др. *Физика плазмы* **39** 883 (2013); Eseev M K et al. *Plasma Phys. Rep.* **39** 787 (2013)
63. Есеев М К и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 291 (2015); Eseev M K et al. *JETP Lett.* **102** 261 (2015)
64. Danielson J R, Surko C M, O'Neil T M *Phys. Rev. Lett.* **99** 135005 (2007)
65. Trivelpiece W, Gould R W *J. Appl. Phys.* **30** 1784 (1959)
66. Anderegg F, Hollmann E M, Driscoll C F *Phys. Rev. Lett.* **81** 4875 (1998)
67. Brillouin L *Phys. Rev.* **67** 260 (1945)
68. Лукьянов С Ю *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М.: Наука, 1975)
69. Будкер Г И, Димов Г И, Дудников В Г *Атомная энергия* **22** 348 (1967); Budker G I, Dimov G I, Dudnikov V G *Sov. Atom. Energy* **22** 441 (1967)
70. Bennett G W et al. (Muon (g-2) Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 161802 (2004)

Traps for storing charged particles and antiparticles in high precision experiments

M.K. Eseev

*Joint Institute for Nuclear Research,
ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation;
M.V. Lomonosov Northern (Arctic) Federal University,
nab. Severnaya Dvina 17, 163002 Arkhangelsk, Russian Federation
Tel. +7 (8182) 68 31 84. E-mail: m.eseev@narfu.ru*

I.N. Meshkov

*Joint Institute for Nuclear Research,
ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation
Tel. +7 (496) 216 51 93. E-mail: meshkov@jinr.ru*

The storage and confinement of charged particles and anti-particles (electrons, positrons, ions) in open traps and ring accumulators of various designs are considered. Experiments on positron storage in the Penning–Malmberg–Surko trap at the Low-Energy Particle Toroidal Accumulator (LEPTA) are described in detail.

Keywords: Paul trap, Penning–Malmberg–Surko trap, electrons, ions, positrons, antihydrogen, positronium, storage, rotating electric field

PACS numbers: 37.10.Ty, 41.75.Fr, 52.27.Ep, 52.27.Jt

Bibliography — 70 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (3) 321–335 (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201603f.0321

Received 8 July 2015, revised 7 November 2015

Physics–Uspekhi **59** (3) (2016)