

Физический Институт им. П.Н.Лебедева Российской Академии Наук

На правах рукописи

Воронин Алексей Юрьевич

**Физика взаимодействия ультрахолодного антиводорода  
с веществом**

Специальность 01.04.16

Физика атомного ядра и элементарных частиц

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2015

Работа выполнена в *Физическом Институте им. П.Н. Лебедева РАН.*

Официальные оппоненты:

*Кербиков Борис Олегович*

*доктор физико-математических наук,*

*Кукулин Владимир Иосифович*

*доктор физико-математических наук ,*

*профессор,*

*Ким Виктор Тимофеевич*

*доктор физико-математических наук,*

Ведущая организация:

*Институт Ядерных Исследований РАН*

Защита состоится 25 января 2016 г в 12 часов на заседании диссертационного совета Д002.023.04 при *Физическом Институте им. П.Н. Лебедева РАН,* расположенном по адресу: *Москва, Ленинский проспект, д. 53*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке *Физического Института им. П.Н. Лебедева РАН.*

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь диссертационного совета Д002.023.04,

*доктор физико-математических наук*

*Серов А.В.*

# Введение

## **Актуальность темы.**

Интерес к атому антиводорода ( $\bar{H}$ ) обусловлен тем, что это простейшее стабильное связанное состояние антивещества, для которого возможно наиболее полное и точное теоретическое описание. Атом антиводорода представляет собой фундаментальную систему, дополняющую атом водорода с точки зрения симметрии между частицами и античастицами. Синтез атомов антиводорода требует значительных плотностей антипротонов низких энергий, поэтому практический интерес к лабораторному синтезу антиводорода и активное обсуждение возможных методов реализации такой задачи оказалось связанным с развитием экспериментальной техники создания высоких плотностей антипротонов в фазовом пространстве, и прежде всего с запуском в 1982 г. накопительного кольца антипротонов низких энергий LEAR в европейском центре ядерных исследований CERN. Первые лабораторные атомы антиводорода были получены при столкновении антипротонов с атомами Хе. Энергия таких столкновений была достаточной, чтобы в поле Хе породить электрон-позитронную пару. Позитрон с некоторой вероятностью вылетал коллинеарно налетающему антипротону и оказывался захваченным в основное связанное состояние атома антиводорода. Полученные таким образом несколько атомов ( $11 \pm 2$ ) антиводорода детектировались по одновременному появлению продуктов аннигиляции антипротона и позитрона в детекторах LEAR. Кинетическая энергия таких атомов была порядка 1 ГэВ, а время пролета через установку около 20 пс. К сожалению, указанного времени наблюдения явно недостаточно для достижения значительной точности при исследовании свойств изолированного атома антиводорода.

Синтез холодных атомов антиводорода в результате рекомбинации позитронов и антипротонов в специально сконструированной ловушке открывает гораздо большие возможности для прецизионных экспериментов.

Целью таких экспериментов является возможно более точное сравнение свойств вещества и антивещества. Речь идет, прежде всего, о проверке СРТ теоремы, согласно которой структура уровней изолированных атомов антиводорода и водорода должна быть строго идентичной. Применение методов атомной спектроскопии к измерению частоты  $1S-2S$  перехода в атоме антиводорода позволяет, во всяком случае в принципе, достигнуть рекордной точности, полученной для атома водорода.

Измерение гравитационной массы антиводорода является другим важным направлением сравнения свойств вещества и антивещества. Согласно принципу эквивалентности, ускорение свободного падения атомов в данной месте в гравитационном поле Земли должно быть одинаковым для атомов водорода и антиводорода (это утверждение с известными уточнениями может формулироваться как равенство инертной и гравитационной массы для любых тел). Из СРТ теоремы следует равенство инертной массы частицы и соответствующей античастицы, следовательно, должны быть равны и гравитационные массы последних. Стоит отметить, что измерение ускорения свободного падения заряженных античастиц чрезвычайно осложнено наличием неустранимых электромагнитных взаимодействий, многократно превышающих по интенсивности изучаемые гравитационные. Этим объясняется отсутствие среди измеренных фундаментальных физических величин гравитационной массы античастиц. Атом антиводорода, как стабильная электронейтральная система, представляется значительно более удобным объектом для таких измерений. Для целей исследования гравитационных свойств антиводорода необходимо достижение ультра низких температур, когда энергия вертикальной компоненты теплового движения антиатомов сопоставима с их потенциальной энергией в гравитационном поле внутри экспериментальной установки. Измерение гравитационных свойств антиводорода является целью экспериментов *Gbar* и *Aegis* в CERN.

Однако исследование свойств изолированных атомов антиводорода не исчерпывает физически интересных задач, изучение которых становится возможным благодаря синтезу холодного антиводорода. Взаимодействие антиводорода с веществом при ультра низких энергиях обладает рядом уникальных свойств, ранее не исследованных в достаточной мере ни теоретически, ни экспериментально. Отметим некоторые из них.

Система, состоящая из атомов водорода и антиводорода, представляет собой фундаментальную молекулярную систему, свойства которой в значительной мере определяются симметрией между водородом и антиводородом. Очевидной особенностью молекулярных систем, состоящих из антиводорода и атомов вещества является отсутствие обменного взаимодействия в следствии отсутствия запрета Паули для пары электрон-позитрон. Это приводит к существенно иной роли лептонов в случае реакций взаимодействия  $H$  и  $\bar{H}$  по сравнению с молекулярными системами, состоящими только из атомов вещества. В частности, вероятность реакции обмена спином между водородом и антиводородом в пределе нулевых энергий, в отличии от случая двух атомов водорода, определяется в основном сильным короткодействующим взаимодействием между нуклоном и антинуклоном. Сечение таких реакций кардинальным образом зависит от тождества сверхтонкого расщепления в водороде и антиводороде. При этом эффекты сильного взаимодействия обнаруживаются на молекулярном уровне (т.е. на масштабах в несколько атомных боровских радиусов  $r_B$ ) благодаря кулоновскому притяжению между нуклонами. Явление сдвига атомного уровня под действием сильного взаимодействия хорошо известно и находится в центре внимания физики экзотических атомов ( $p\bar{p}$ ,  $p\mu$ ,  $p\pi^-$  и другие). Спектроскопия таких атомов дает ценную информацию о «сильных» длинах рассеяния в заданных квантовых состояниях. В молекулярной системе  $H\bar{H}$  влияние сильного взаимодействия на молекулярные уровни и сечения реакций дополняется симметрией взаимодействующей системы относительно зарядового сопря-

жения. При этом всякое нарушение  $C-$  и  $CP-$  симметрий проявляет себя на молекулярном уровне как качественное изменение порогового поведения сечений реакций. Точное теоретическое описание такой системы представляет несомненный интерес с точки зрения поиска новых способов исследования фундаментальных симметрий.

Уникальной особенностью физики взаимодействия атомов антиводорода с атомами вещества является притягивательное кулоновское взаимодействие между нуклоном и антинуклоном, что приводит к существованию большого числа открытых неупругих каналов с перестройкой типа  $H + \bar{H} \rightarrow p\bar{p} + e\bar{e}$  даже в пределе нулевых энергий столкновения атомов и антиатомов. Это, с одной стороны, усложняет детальный расчет процессов с перестройкой, а с другой стороны позволяет построить модели с эффективным интегральным учетом неупругих процессов, пригодных для описания полных сечений. Впервые анализ системы, состоящей из тяжелого отрицательного нуклона ( $\mu$ -мезона) и атома водорода был произведен в работах Ферми и Теллера. Важной особенностью подобных систем является наличие так называемого критического радиуса, т.е. такого расстояния между разноименными кулоновскими центрами, при котором исчезает связанное состояние лептонов в поле двух центров. Для системы из водорода и антиводорода такое расстояние оказывается приблизительно равным  $0.8r_B$ . При сближении на такое расстояние система  $H\bar{H}$  претерпевает перестройку. Полуклассический подход, развитый для рассмотрения системы  $H\bar{H}$  и для более общего случая адиабатической ионизации, состоит в том, что движение нуклонов предполагается классическим, а лептонная подсистема описывается волновой функцией, зависящей от межнуклонного расстояния как от параметра. Ионизация (или перестройка) в таком подходе сводится к выяснению вопроса, достигается ли в процессе движения нуклонов критическое расстояние, при котором начинается перестройка. В случае, если такое расстояние достигается, вероятность перестройки принимается равной единице, в про-

тивном случае перестройки не происходит. Потенциал, в котором движутся нуклоны, определяется, вплоть до критической точки, в рамках адиабатического подхода. Обоснование такого подхода хорошо известно и сводится, с одной стороны, к "медленности" движения нуклонов, по сравнению с лептонным движением в широкой области межнуклонных расстояний (вплоть до критического расстояния), и, с другой стороны, к применимости квазиклассического приближения к движению нуклонов в указанной области. Однако при сверхнизких энергиях существенным оказывается квантовый характер движения нуклонов как в области, где применимо адиабатическое приближение, так и на расстояниях порядка и меньше критического, где происходит процесс перестройки. Квантовый характер движения нуклонов приводит к появлению дискретного спектра конечных состояний протония  $Pn$  (водородоподобного атома из протона и антипротона). Как будет показано в дальнейшем, в случае столкновений водорода и антиводорода в пределе нулевых энергий лишь несколько состояний протония образуются с заметной вероятностью. Соответственно и спектр вылетающих лептонов будет дискретным. Это означает, что картина полного распада лептонного состояния, локализованного вблизи нуклонов в процессе их классического сближения на малые расстояния должна быть скорректирована с учетом квантовых эффектов в движении нуклонов. Важным является выяснение вопроса о вероятности обратных переходов из конечных каналов  $Pn + Ps$  в исходный канал  $H + \bar{H}$ . Квантовый характер движения нуклонов оказывается важным и при больших межнуклонных расстояниях, когда движение нуклонов происходит в адиабатическом потенциале, имеющем ван-дер-ваальсовскую асимптотику. Дело в том, что при ультра низких энергиях столкновения существенную роль играют вблизипороговые состояния системы  $H\bar{H}$ . Они отвечают вблизипороговым особенностям (метастабильные связанные, виртуальные состояния и резонансы)  $S$ -матрицы, которые возникают в притягивательном адиабатическом потенциале. Вероятность неупругой реакции

существенным образом зависит от положения таких особенностей. Это означает, что при рассмотрении столкновений при ультранизких энергиях квантовый характер движения нуклонов должен быть корректно учтен как в области применимости адиабатического приближения (расстояния больше критического), так и при описании процесса перестройки. Попытки такого учета делались при различных упрощающих предположениях, однако для целей прецизионного исследования фундаментальных симметрий требуется подход, позволяющий выяснить роль различных физических эффектов и исчерпывающим образом учесть их при расчете сечений упругих и неупругих процессов, уровней и ширин метастабильных состояний  $H\bar{H}$  молекулы.

Квантовые свойства движения ультрахолодного антиводорода проявляют себя нетривиальным образом в другом классе задач: при взаимодействии антиатома с материальной поверхностью. Оказывается, что в пределе нулевых энергий атом антиводорода с единичной вероятностью отражается от материальной поверхности. Причина этого явления состоит в квантовом эффекте надбарьерного отражения медленного атома (с большой дебройлевской длиной волны) от сравнительно быстро убывающего потенциала Ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера между атомом и поверхностью (в асимптотике как четвертая степень расстояния между поверхностью и атомом). Эффект квантового или надбарьерного отражения хорошо известен с ранних этапов развития квантовой механики, его прямое наблюдение в атомных явлениях стало возможно в связи с развитием техники охлаждения атомов, и для обычных атомов может осложняться интерференцией двух эффектов- собственно квантового отражения, которое происходит на расстояниях в десятки нанометров от поверхности и "контактного" отражения при взаимодействии атома с поверхностью на малых расстояниях (порядка боровского). Особенностью квантового отражения для антиатомов является отсутствие такой интерференции в силу полного поглощения той части волны, которая попадает внутрь материальной поверхности. Это обстоятель-



ство позволяет исключить из рассмотрения детали взаимодействия антиводорода с поверхностью на малых расстояниях и заменить его граничным условием полного поглощения. При этом коэффициент отражения определяется только взаимодействием ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера. Расчет такого взаимодействия представляет отдельную физическую проблему с хорошо разработанными методическими подходами, позволяющими получить надежные результаты для взаимодействия атома (анти)водорода с различными поверхностями. Это означает, что свойства антиатома вблизи материальной поверхности могут быть предсказаны с прецизионной точностью.

С эффектом квантового отражения связано интересное явление - существование долгоживущих квантовых состояний антиводорода вблизи поверхности в гравитационном поле Земли. Речь идет о квантовых состояниях, локализованных внутри потенциала, созданного суперпозицией гравитационного потенциала и потенциала ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера. Важным оказывается то обстоятельство, что характерная де-бройлевская длина волны антиводорода в гравитационном поле оказывается существенно больше, чем длина рассеяния на потенциале ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера, что и является необходимым условием квантового отражения. Время жизни антиводорода в нижних гравитационных состояниях оказывается порядка долей секунды (оно различно для поверхностей с различным потенциалом ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера).

Хотя вопрос существования квантовых состояний частиц в гравитационном поле вблизи материальной поверхности не вызывал особых сомнений, в течении длительного времени эта проблема казалась чисто академической; наблюдение такого экзотического явления представлялось невозможным в силу слабости гравитационного взаимодействия по сравнению с другими взаимодействиями, порождающими неустранимые ложные эффекты. Впервые квантовые состояния движения ультра-холодных нейтронов в

гравитационном поле Земли над отражающей нейтроны поверхностью были открыты в эксперименте В.В. Несвижевского и соавторов в институте Лауэ-Ланжевена (ILL) в Гренобле. Этот эксперимент породил целое направление исследований, связанных с приповерхностными квантовыми свойствами движения ультрахолодных нейтронов в гравитационном поле и обнаружил интересные возможности исследования фундаментальных взаимодействий, такие как поиск дополнительных взаимодействий на масштабах расстояний от десятков нанометров до десятков микрон.

Оказалось, что большое число результатов и принципиальных подходов к решению задач, возникающих при исследовании нейтронов в гравитационном поле, может быть перенесено на аналогичные явления с ультрахолодными атомами антиводорода. Это важное обстоятельство объясняется близостью масс нейтрона и антиводорода с одной стороны, и малостью отношения длины рассеяния на потенциале атом(нейтрон)-поверхность к характерному размеру состояний в гравитационном поле, с другой стороны. Такое сходство позволяет использовать результаты нейтронных экспериментов для прототипирования затратных экспериментов с ультрахолодным антиводородом.

Гравитационные состояния атомов антиводорода могут быть важным инструментом для прецизионного исследования гравитационных свойств антиводорода. Такое утверждение является, на первый взгляд, контринтуитивным, поскольку влияние поверхности на гравитационные состояния могло бы приводить к плохо контролируемым систематическим погрешностям. На самом деле оказывается, что малый сдвиг гравитационных уровней за счет взаимодействия с поверхностью одинаков для всех уровней в первом порядке теории возмущений по длине рассеяния. Это означает, что при измерении частот переходов эффекты, связанные с влиянием поверхности исчезают (в первом порядке). С другой стороны, как было указано выше, сдвиг уровней определяется хорошо известной асимптотической частью потенци-

ала ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера, поэтому даже остаточный малый эффект второго порядка в сдвиге частот переходов может быть учтен с высокой точностью.

Измерение частоты переходов между гравитационными уровнями антиводорода позволит извлечь значение гравитационной массы антиводорода и провести лабораторный тест принципа эквивалентности в секторе антиматерии. Такое измерение возможно методом возбуждения резонансных переходов между гравитационными уровнями внешним неоднородным переменным магнитным полем. Переходы между гравитационными состояниями атома антиводорода под действием переменного магнитного поля представляет собой точно решаемую задачу (решение может быть получено в виде быстро сходящегося ряда, для коэффициентов которого можно получить замкнутые аналитические выражения). Привлекательность такого подхода связана с тем, что точность спектроскопических экспериментов, основанных на измерении частоты перехода между квантовыми состояниями существенно превосходит (при оптимальной постановке эксперимента) точность классических баллистических методов по измерению ускорения свободного падения антиатомов.

Другим важным эффектом, связанным с явлением квантового отражения ультрахолодного антиводорода от материальной поверхности, оказывается эффект шепчущей галереи при движении антиатомов вдоль искривленной (цилиндрической или сферической) поверхности. Этот эффект состоит в локализации антиводорода в квантовых состояниях, отвечающих радиальному движению атома вблизи искривленной поверхности. Такая локализация оказывается возможной благодаря появлению эффективной ямы в суперпозиции центробежного потенциала и потенциала ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера. Поскольку размер таких квантовых состояний много меньше радиуса кривизны поверхности, то хорошим приближением является линейное разложение центробежного потенциала вблизи поверхности.

Таким образом задача о состояниях шепчущей галереи оказывается в значительной мере эквивалентна задаче о гравитационных состояниях у поверхности, с той разницей, что вместо линейного гравитационного потенциала выступает линейный (вблизи поверхности) центробежный потенциал. Эффект шепчущей галереи антиводорода открывает возможности для создания особых инструментов для прецизионных измерений- резонаторов шепчущей галереи для антиатомов, представляющих собой по сути ловушки в виде замкнутой цилиндрической или сферической поверхности (открытый с торцов цилиндр или часть сферы, в виде полосы, вырезанной вблизи экватора). Атомы антиводорода, помещенные в такие резонаторы, оказываются локализованными в долгоживущих состояниях шепчущей галереи. Детальная информация о таких состояниях может быть получена по аннигиляционному сигналу, временная зависимость которого связана с частотами переходов между уровнями благодаря интерференции состояний при аннигиляции. Такой метод исследования состояний позволяет, наряду с описанным выше спектроскопическим методом, определить энергетический спектр приповерхностных состояний антиводорода и их ширину, а следовательно, извлечь гравитационную массу антиводорода. Важным достоинством такого подхода является возможность хранения антиводорода в течении макроскопических времен в компактном резонаторе-ловушке в заданном квантовом состоянии или их суперпозиции.

Впервые эффект шепчущей галереи для нейтронов был обнаружен в эксперименте В.В. Несвижевского и соавторов в международном исследовательском центре ILL, Франция, в котором наблюдалось интерференция состояний шепчущей галереи нейтронов и впервые успешно был опробован метод исследования свойств взаимодействия нейтронов с материей на основе интерференции этих состояний. Как уже было указано, сходство квантовых свойств ультрахолодного антиводорода и нейтронов позволяет использовать

результаты этих экспериментов для развития экспериментальных методик с атомарным антиводородом.

Таким образом, проблема взаимодействия ультрахолодного антиводорода с веществом порождает целый класс физически нетривиальных задач, решение которых важно как для развития новых методов тестирования фундаментальных симметрий, так и представляет самостоятельный интерес.

### **Цель диссертации**

Цель работы состоит в 1) разработке и обосновании метода расчета упругих и неупругих сечений столкновений антиводорода и водорода при энергиях меньше  $10^{-5} eV$ ; 2) вычислении энергий и ширин вблизипопроговых состояний  $H\bar{H}$ ; 3) расчете величин и анализ энергетического хода сечения передачи спина в столкновениях  $H\bar{H}$  при энергиях меньше  $10^{-5} eV$ ; 4) учете эффектов сильного взаимодействия при столкновениях ультрахолодных водорода и антиводорода; 5) определении коэффициента отражения ультрахолодного антиводорода от различных поверхностей (включая тонкие пленки и пористые структуры); 6) вычислении энергий и ширин вблизиповерхностных гравитационных состояний антиводорода; 7) расчете вероятности индуцированного резонансного перехода между гравитационными состояниями под действием переменного неоднородного магнитного поля и анализе точности измерения гравитационной массы антиводорода указанным методом; 8) анализе временного распределения событий падения антиатомов на детектор с заданной высоты из заданного квантового состояния и измерении гравитационной массы и ускорения свободного падения антиводорода по указанному распределению; 9) вычислении амплитуды рассеяния атомов антиводорода на цилиндрической поверхности, анализе особенностей амплитуды рассеяния в плоскости комплексного углового момента; 10) вычислении энергий и ширин состояний шепчущей галереи антиводорода; 11) расчете эффектов интерференции состояний шепчущей галереи и анализе

интерференционного метода измерения коэффициента отражения антиводорода от поверхности, гравитационной массы антиводорода.

### **Научная новизна и практическая ценность**

Развит последовательный подход к квантовомеханическому описанию реакции  $H + \bar{H} \rightarrow Pn + Ps$  в пределе низких энергий. Впервые предложен метод, позволяющий последовательно учесть влияние вблизипороговых состояний системы  $H\bar{H}$  и в рамках универсального формализма предсказать влияние различных физических эффектов, включая эффекты сильного взаимодействия. Развитый метод вычисления амплитуд реакций с перестройкой имеет универсальную ценность и применим для широкого класса столкновительных задач. Впервые исследована реакция передачи спина при столкновении поляризованных атомов водорода и антиводорода. Показано, что энергетический ход сечений таких реакций вблизи порога определяется тождеством сверхтонкой структуры водорода и антиводорода, что важно для тестов СРТ инвариантности с ультрахолодным антиводородом. Установлено, что амплитуда реакций передачи спина при столкновении атомов  $H$  и  $\bar{H}$  определяется сильным взаимодействием между протоном и антипротоном, что является исключительной ситуацией в физике атомных столкновений.

Впервые исследован вопрос о взаимодействии ультрахолодного атомарного антиводорода и материальной поверхности. Установлено, что в следствии надбарьерного отражения, ультрахолодный антиводород эффективно отражается от материальной поверхности. Коэффициент отражения становится близким к единице при энергии столкновений меньше  $10^{-12}$  eV, что означает возможность долгоживущих состояний ультрахолодного антиводорода в ловушке с материальными стенками. Впервые исследован вопрос о взаимодействии ультрахолодного антиводорода с тонкими пленками и пористыми телами. Показано, что в этом случае время хранения могут быть на порядок больше, чем в случае проводящей поверхности.

Впервые предсказано существование долгоживущих состояний антиводорода вблизи материальной поверхности в гравитационном поле Земли, вычислен спектр и ширины таких состояний. Показано, что спектроскопия гравитационных состояний антиводорода может быть эффективным методом прецизионного исследования гравитационных свойств антиводорода. В частности, разработаны теоретические основы метода резонансных переходов для определения гравитационной массы антиводорода. Впервые предложены и разработаны теоретические основы исследования гравитационных свойств антиводорода с помощью интерферометрии гравитационных состояний.

Впервые рассмотрен эффект шепчущей галереи для антиводорода. Такой эффект состоит в локализации состояний антиатома вблизи искривленной поверхности при движении вдоль поверхности. Произведен всесторонний теоретический анализ указанного эффекта, предложен резонатор шепчущей галереи антиатомов, как инструмент для исследования гравитационных свойств и свойств взаимодействия антиатомов с материей.

Указанные результаты представляют ценность как в целом с точки зрения понимания физики антивещества, так и для проведения экспериментов с ультрахолодным антиводородом. В частности, в программу экспериментов по исследованию гравитационных свойств антиводорода GBAR включена, в качестве основной цели, программа исследований гравитационных состояний антиводорода.

### **Новые научные результаты, выносимые на защиту**

1) расчет величин упругого и неупругого сечения ультрахолодного антиводорода на водороде при энергиях столкновений менее  $10^{-5}$  eV, расчет комплексной длины рассеяния  $H\bar{H}$ , положение вблизипороговых особенностей S-матрицы и вычисление энергий и ширин метастабильных состояний  $H\bar{H}$ ; расчет сечений передачи спина в столкновениях поляризованного атомарного антиводорода на атомарном водороде при энергиях столкновений

менее  $10^{-5}$  eV; выяснение роли сильных взаимодействий во взаимодействии ультрахолодного антиводорода и водорода;

2) расчет коэффициента отражения ультрахолодного антиводорода от материальных поверхностей, включая тонкие пленки и пористые структуры;

3) предсказание существования нового явления- локализации антиводорода в долгоживущих вблизиповерхностных состояниях в гравитационном поле Земли; расчет энергетического спектра и ширин гравитационных состояний антиводорода; разработка спектроскопического метода измерения гравитационной массы антиводорода, включающая расчет вероятностей переходов между гравитационными состояниями под действием периодического неоднородного магнитного поля, расчет сдвига уровней в следствии динамического Штарк-эффекта, оценка точности измерения гравитационной массы; разработка квантового баллистического метода измерения гравитационной массы антиводорода, включающая расчет вероятности временных событий падений антиатомов из заданного квантового состояния и определение по этим данным гравитационной массы антиводорода;

4) метод расчета рассеяния ультрахолодного антиводорода на искривленной поверхности, расчет энергий и ширин состояний шепчущей галереи антиводорода, исследование эффекта интерференции состояний шепчущей галереи и использование этого метода для выяснения измерения гравитационной массы антиводорода; расчет замкнутого резонатора шепчущей галереи для ультрахолодного антиводорода.

### **Апробация.**

Основные результаты работы докладывались на многочисленных международных конференциях, включая: Hydrogen II workshop, 2000 (Castiglione della Pescaia, Italy); Low Energy Antiproton PHysics -LEAP 2003 (Yokohama, Japan); LEAP 2005 (Bonn, Germany); LEAP 2011 (Vancouver, Canada); LEAP 2013 (Uppsala, Sweden); Muon, positron and antiproton



interactions with atoms and molecules (Posmol) 2009 (Toronto, Canada); Gravitational Ultracold Neutron Physics Workshop GRANIT 2010, GRANIT 2014 ( Les Houches, France); 2 International Workshop on Antimatter and Gravity, 2013 (Bern, Switzerland); International Conference on Exotic Atoms, EXA2014 (Vienna, Austria); Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» 2013, ( Москва, Россия) Черенковские чтения, ФИАН, Москва, Россия 2015; International Seminar on Interactions of neutrons and nuclei, ISINN 23- 2015 (Дубна, Россия). Результаты неоднократно обсуждались на регулярных семинарах в Физическом Институте РАН, на семинарах в ИТЭФ.

### **Публикации и личный вклад автора**

Основные результаты диссертации представлены в 42 работах, которые опубликованы в международных научных журналах. Список работ приведен в конце автореферата. Вклад автора в полученные теоретические результаты является определяющим.

### **Содержание диссертации.**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, пяти приложений, списка литературы.

Во **Введении** раскрывается общий круг проблем, связанных с физикой антиводорода, особенности поставленных физических проблем, их актуальность и связь с проблемами фундаментальных взаимодействий и экспериментальными исследованиями.

В **Главе 1** рассматривается проблема взаимодействия ультрахолодного атомарного антиводорода с водородом, включая расчет сечений реакции образования протония и позитрония в различных состояниях, упругого сечения, сечения передачи спина при столкновении поляризованных атомов и антиатомов, положение и ширины квазисвязанных и виртуальных состояний молекулярной системы  $H\bar{H}$ .

В параграфе 1.1 рассматривается кинематика основных каналов неупругой реакции  $H\bar{H} \rightarrow Pn + Ps$ . Выяснены энергетические пороги каналов с образованием протония и позитрония в различных состояниях, характерные энергетические и временные параметры реакции перестройки.

В параграфе 1.2. рассматриваются характерные пространственные масштабы, играющие ключевую роль при построении модели неупругого взаимодействия ультрахолодного водорода и антиводорода. В частности, выяснены размер области межнуклонных расстояний ( $R < r_B$ ), в которой происходят неупругие переходы, критический радиус, при котором исчезает связанное состояние лептонов в поле неподвижного протона и антипротона, область применимости квазиклассического приближения к движению нуклонов в адиабатическом потенциале, характерный радиус ван-дерваальсовского взаимодействия между водородом и антиводородом.

Предложен универсальный подход к описанию вклада различных эффектов (таких, как учет сильного взаимодействия, изотопического эффекта, влияние деталей динамики неупругого перехода) через описание рассеяния на языке порождаемой указанными эффектами граничного условия и фазы. Получено полезное выражение для комплексной длины рассеяния  $H\bar{H}$  через фазу  $\delta$ , аккумулированные в области перестройки ( $R < r_B$ ), и фазу  $\Omega$ , аккумулированную при движении в адиабатическом потенциале  $H\bar{H}$ :

$$a = a_0 \left( 1 + \cot\left(\frac{\pi}{8} + \Omega + \delta\right) \right), \quad (1)$$

где  $a_0$  определено как:

$$a_0 = R_{vdW} \frac{\Gamma(3/4)}{2\sqrt{2}\Gamma(5/4)} \simeq 4.99 \text{ а.у.} \quad (2)$$

В параграфе 1.3 обсуждается качественная квантовомеханическая модель неупругого рассеяния водорода на антиводороде, выясняется вопрос чувствительности модели к точному виду взаимодействия (в частности,

к учету дополнительных закрытых каналов). Показано, что параметром, определяющим чувствительность всякого модельного расчета к погрешностям модельного описания, является величина неупругости, описываемая мнимой частью фазового сдвига в канале  $N\bar{N}$ . Физической причиной высокой чувствительности сечений упругого и неупругого рассеяния ультрахолодного водорода и антиводорода к деталям взаимодействия является существование богатого спектра вблизипороговых состояний  $N\bar{N}$ , порожденных адиабатическим взаимодействием с ван-дер-ваальсовской асимптотикой на больших расстояниях. Сравняются результаты различных моделей расчета. С целью проведения сравнения детали неупругого перехода описываются на едином языке комплексной фазы, генерируемой в области межнуклонных расстояний менее боровского радиуса. Получены положения и ширины вблизипороговых состояний молекулярной системы  $N\bar{N}$ , положения и траектории соответствующих полюсов S-матрицы как функции модельных параметров взаимодействия  $N\bar{N}$  на расстояниях, существенных для неупругих переходов (меньше боровского радиуса). Изучается вопрос об учете сильного взаимодействия между протоном и антипротоном на неупругое и упругое сечение.

Показано, что ключевым параметром, определяющим чувствительность модели взаимодействия  $N\bar{N}$  является степень неупругости, определяемой как мнимая часть фазы  $\delta$ . Получено универсальное поведение длин рассеяния и сечений реакции как функции фазы  $\delta$ .

Установлена причина осцилляторной зависимости сечений реакции от параметров модели- существование узких вблизипороговых состояний системы  $N\bar{N}$ . Исследовано поведение соответствующих вблизипороговых особенностей S-матрицы как функция фазы  $\delta$ .

В **параграфе 1.4** описывается модель связанных каналов, позволяющая в полной мере учесть квантовый характер движения нуклонов и динамику неупругой перестройки.

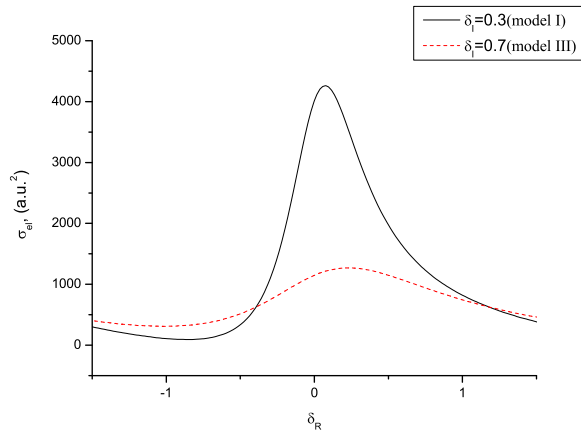


Рис. 1. Упругое сечение  $H^-H$  как функция фазы  $\delta_R$ , при  $E \rightarrow 0$ .

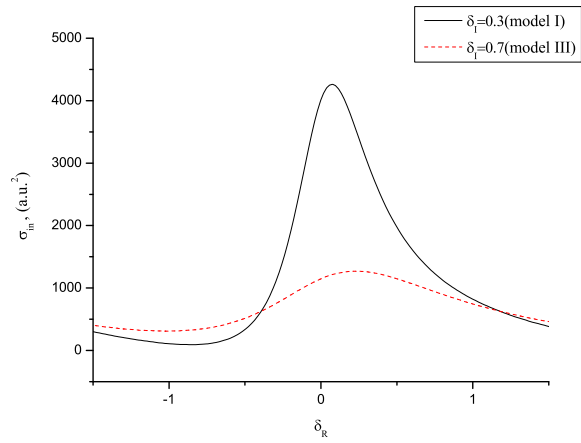


Рис. 2. Сечение аннигиляции  $H - \bar{H}$  как функция фазы  $\delta_R$ , при энергии  $E=10^{-6}$  а.е. .

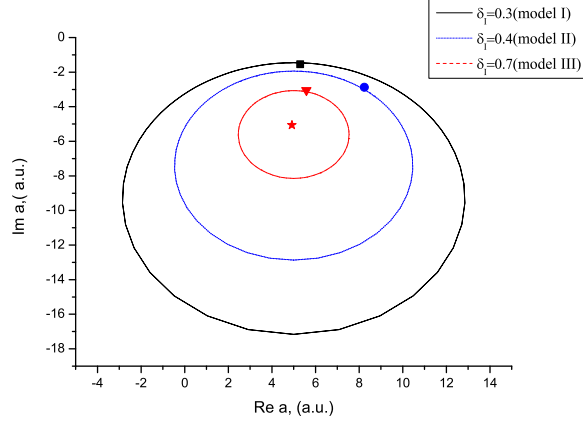


Рис. 3. Комплексная длина рассеяния как функция вещественной фазы  $\delta_R$ , при фиксированном значении  $\delta_I$ . Квадрат-значение длины рассеяния в модели I, круг - в модели II, треугольник - в модели III. Звезда отвечает значению  $a \simeq 5 - i5$  a.u. в пределе  $\delta_I \gg 1$ .

Предложено представление волновой функции в виде суммы двух компонент, корректно описывающих асимптотики в упругом канале и каналах с перестройкой, а также компоненты, описывающей корреляции на малых межнуклонных расстояниях:

$$\Psi = \Psi^0(\mathbf{S}, \mathbf{T}) + \sum_{\alpha} C_{\alpha} \Phi_{\alpha} \quad (3)$$

где  $\Psi^0(\mathbf{S}, \mathbf{T})$ - компоненты, содержащие искомые амплитуды в упругом канале  $\mathbf{S}$ , и неупругом канале  $\mathbf{T}$ , а функции  $\Phi_{\alpha}$  составляют полный базис, диагонализующий 4-тельный гамильтониан задачи и обращающиеся в 0 на границах конечной 9-мерной области  $\Omega_9$ :

$$(\widehat{H} - E_{\alpha})\Phi_{\alpha} = 0 \quad (4)$$

Получена система трансцендентных уравнений, позволяющих вычислить искомые амплитуды рассеяния:

$$\sum_{\alpha} \frac{\langle \Phi_{\alpha} | (\widehat{H} - E) | \Psi^0(\mathbf{S}, \mathbf{T}) \rangle}{E_{\alpha} - E} \frac{d\Phi_{\alpha}}{dR} \Big|_{R_0} = 0 \quad (5)$$

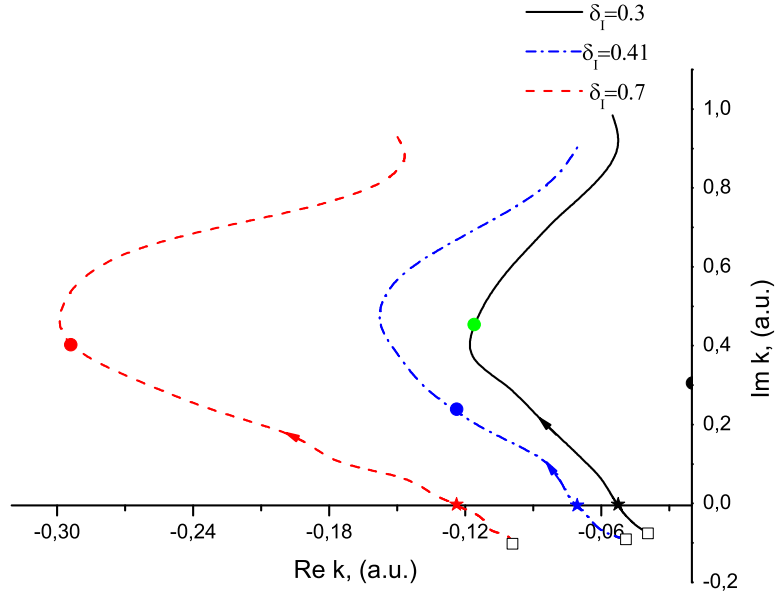


Рис. 4. Эволюция полюсов  $S$ -матрицы на плоскости комплексного импульса как функция вещественной части фазы  $\delta_R$  при вариации в пределах  $-\pi/2 \leq \delta_R \leq \pi/2$ . Сплошная линия соответствует значению  $\delta_I = 0.3$  (model I), штрих-пунктирная линия соответствует значению  $\delta_I = 0.41$  (model II), штриховая-  $\delta_I = 0.7$  (model III). Квадратами обозначены виртуальные состояния, звездами - точки пересечения полюсом вещественной оси, кругами - положения полюсов, соответствующих параметрам модели, применяемой для фактических расчетов сечений  $N\bar{N}$ . Стрелками указано направление движения полюсов при увеличении  $\delta_R$ .

$$\sum_{\alpha} \frac{\langle \Phi_{\alpha} | (\widehat{H} - E) | \Psi^0(\mathbf{S}, \mathbf{T}) \rangle}{E_{\alpha} - E} \frac{d\Phi_{\alpha}}{d\rho} \Big|_{\rho_0} = 0 \quad (6)$$

$$(7)$$

Указанный метод позволяет корректно учесть квантовые эффекты в движении нуклонов, в том числе с учетом сильных взаимодействий. Полученные результаты для физических наблюдаемых (Модель 1) представлены в таблицах Таб.1 и Таб. 2 в сравнении с другими моделями.

	Model I	Model II	Model III	Model IV
$a, \text{a.u.}$	$5.2 - i1.8$	$8.2 - i2.8$	$5.6 - i3.7$	$7.7 - i0$
$a_{S=0}^{sc}, \text{a.u.}$	$5.6 - i2.2$	$8.3 - i3.4$	$5.8 - i4.0$	$8.4 - i0.4$
$a_{S=1}^{sc}, \text{a.u.}$	$5.8 - i2.1$	$8.6 - i3.4$	$6.0 - i3.9$	$8.1 - i0.6$
$\delta$	$0.696 + i0.305$	$0.136 + i0.41$	$0.638 + i0.715$	$0.287 + i0$
$\sigma_{el}, \text{a.u.}^2$	380	943	566	745
$\sigma_{el,S=0}^{sc}, \text{a.u.}^2$	448	1018	623	889
$\sigma_{el,S=1}^{sc}, \text{a.u.}^2$	472	1077	640	829
$\sqrt{E}\sigma_{in}, \text{a.u.}$	0.53	0.8	1.08	0
$\sqrt{E}\sigma_{in,S=0}^{sc},$ $\text{a.u.}$	0.65	1.0	1.17	0.13
$\sqrt{E}\sigma_{in,S=1}^{sc},$ $\text{a.u.}$	0.62	1.0	1.15	0.18

Таблица 1

Значения длин рассеяния, фазовых сдвигов и сечений для моделей с различными значениями фазы  $\delta$  вычисленных при энергии  $E = 10^{-6}$  а.у.

В параграфе 1.5 рассматривается реакция передачи спина при столкновении поляризованного антиводорода на водороде, выяснен вблизипороговый характер поведения сечений реакций перехода между различ-

	Model I	Model II	Model III	Model IV
$E, 10^{-5}$ а.у.	$-10.1 - i5.6$	$-2.2 - i3.2$	$-3.8 - i13.1$	$-4.9 - i0$
$E_{S=0}^{sc} 10^{-5}$ а.у.	$-8.4 - i6.7$	$-1.4 - i3.3$	$-0.7 - i12.8$	$-4.3 - i0.8$
$E_{S=1}^{sc} 10^{-5}$ а.у.	$-7.8 - i6.1$	$-1.3 - i2.9$	$-0.8 - i11.5$	$-3.9 - i0.6$

Таблица 2

Энергия ближайшего к порогу состояния в моделях, отличающихся различными значениями фазы  $\delta$ . Первая строка- без учета сильного взаимодействия, вторая и третья строка с учетом спин-зависящего сильного взаимодействия в состояниях с полным спином  $S=0$  и  $S=1$ .

ными спиновыми состояниями. Показано, что эффект передачи спина определяется в основном сильным взаимодействием, а взаимодействие лептонов вносит пренебрежимо малый вклад. Этот механизм качественно отличается от механизма передачи спина между обычными атомами, где ключевую роль играет взаимодействие между электронами. Атомные величины сечений передачи спина в случае взаимодействия водород-антиводород объясняются фокусирующим действием адиабатического потенциала с асимптотикой ван-дер-ваальсовского типа. Наличие вблизипороговых состояний в таком потенциале объясняет усиление интенсивности реакции передачи спина на девять порядков по сравнению с сечением прямой ядерной реакции передачи спина. Вблизипороговая зависимость сечений от энергии существенно образом зависит от факта тождества сверхтонкой структуры водорода и антиводорода, в частности при гипотетическом нарушении СРТ симметрии кардинально меняется вблизипороговый ход реакций передачи спина.

Установлен характер вблизипорогового поведения сечений передачи спина:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi \frac{p_\beta}{p_\alpha} \exp(2 \operatorname{Im} a(p_\alpha + p_\beta)) \left| \frac{a_{sc}^1 - a_{sc}^0}{2f_j^2(0)} \right|^2, \quad (8)$$



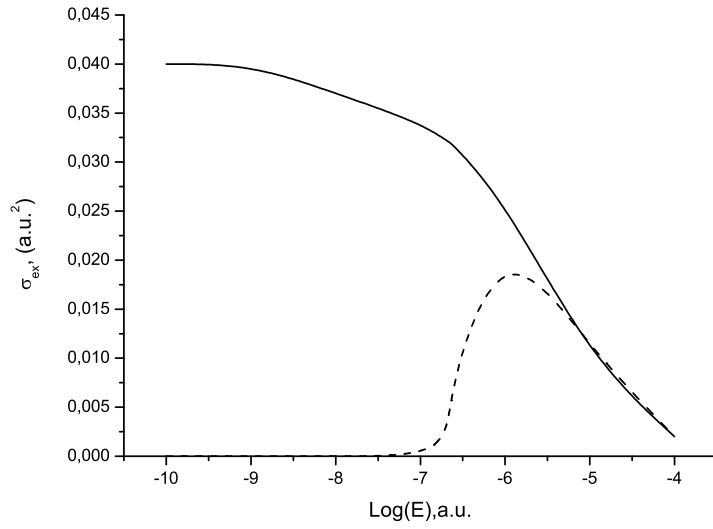


Рис. 5. Сечение передачи спина для переходов между состояниями сверхтонкой структуры  $\sigma_{d\bar{a} \rightarrow a\bar{d}}$  (сплошная линия) и  $\sigma_{d\bar{a} \rightarrow c\bar{d}}$  (штриховая линия).

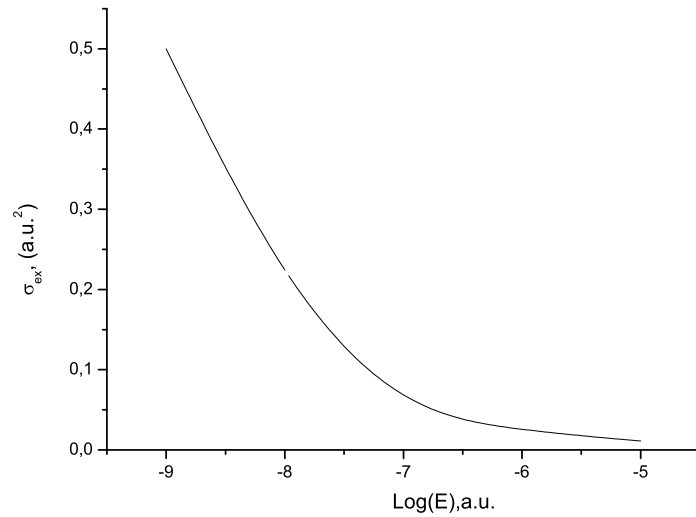


Рис. 6. Сечение передачи спина для перехода между состояниями сверхтонкой структуры  $\sigma_{c\bar{d} \rightarrow d\bar{a}}$ .

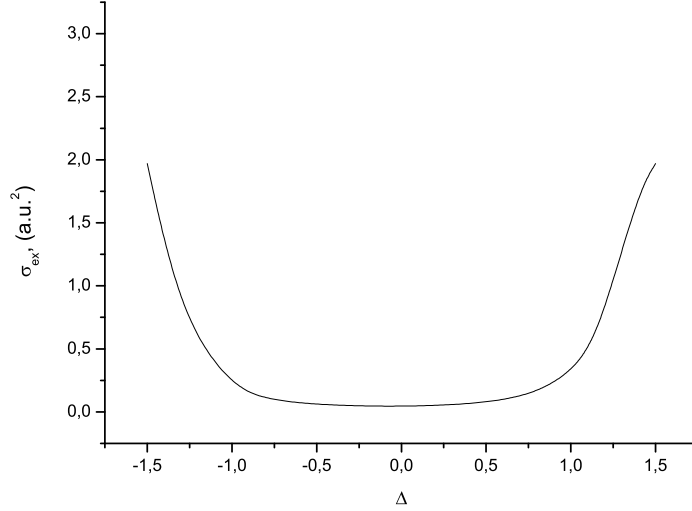


Рис. 7. Сечение передачи спина  $cd\bar{d} \rightarrow d\bar{c}$  в переделе нулевой энергии столкновений как функция фазы, моделирующей влияние внешнего поля.

Здесь  $p_{\alpha,\beta}$ - канальные импульсы,  $a$ - комплексная длина рассеяния,  $f_J$ - функция Йоста.

$$a = 5.2 - i1.8 \text{ а.у.} \quad (9)$$

$$1/|f_J(0)|^2 = 29067. \quad (10)$$

Установлено, что эффект межатомного притяжения в адиабатическом потенциале с асимптотикой  $-C_6/R^6$  приводит к усилению эффектов сильного взаимодействия в  $10^9$  раз, благодаря существованию вблизипороговых состояний  $H\bar{H}$ .

**Глава 2** посвящена проблеме взаимодействия ультрахолодного антиводорода с материальной поверхностью, обусловленному эффектом квантового отражения.

В **параграфе 2.1** приводится анализ потенциала взаимодействия между атомом антиводорода и идеально проводящей поверхностью, выясняется характерная область асимптотик ван-дер-ваальсовского типа и

асимптотика Казимира-Полдера. Выясняются области применимости квазиклассического приближения. Приводится обоснование возможности замены решения на малых расстояниях (мене боровского радиуса) условием полного поглощения антиводорода на границе материальной поверхности.

В параграфе 2.2 приводится анализ эффекта надбарьерного квантового отражения, выясняются особенности генерации отраженной волны при столкновении ультрахолодного антиводорода с проводящей поверхностью методом фазовых функций. Получены качественные приближенные значения и точное численное значение комплексной длины рассеяния антиводорода на потенциале антиводород-проводящая поверхность.

Получена ключевая физическая характеристика отражения  $\bar{H}$  от поверхности- комплексная длина рассеяния на потенциале антиводород-поверхность с условием полного поглощения в материальной среде:

$$a_{CP} = -52.4 - i543.5 \text{ а.у.}, \quad (11)$$

$$\text{Re } a_{CP} / \text{Im } a_{CP} = 0.09, \quad (12)$$

$$b = 2174.0 \text{ а.у.} \quad (13)$$

При этом коэффициент отражения  $R$  в пределе нулевой энергии ведет себя, как:

$$R = 1 - bk$$

, где  $k$ -импульс антиводорода по нормали к поверхности.

В параграфе 2.3 рассмотрен вопрос вблизипороговых (надбарьерных) состояний в потенциале ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера. Рассматривается вопрос о спектре состояний атома антиводорода в материальном прямоугольном и цилиндрическом волноводе (в отсутствии гравитации) и коэффициент прохождения через волновод в зависимости от его длины и поперечных размеров.

$\log(E/a.u.)$	$P$	$1 - \exp(-kb)$	$kb$	$R$
-9	0.95	0.99	4.16	0.05
-10	0.69	0.74	1.32	0.31
-11	0.33	0.34	0.42	0.67
-12	0.12	0.13	0.13	0.88
-13	0.04	0.04	0.04	0.96
-14	0.013	0.013	0.013	0.987
-15	0.0042	0.0042	0.0042	0.9958
-16	0.0013	0.0013	0.0013	0.9987
-17	0.00042	0.00042	0.00042	0.99958
-18	0.00013	0.00013	0.00013	0.99987

Таблица 3

Вероятность аннигиляции ( $P$ ) и отражения ( $R$ ) ультрахолодного антиводорода от материальной поверхности.

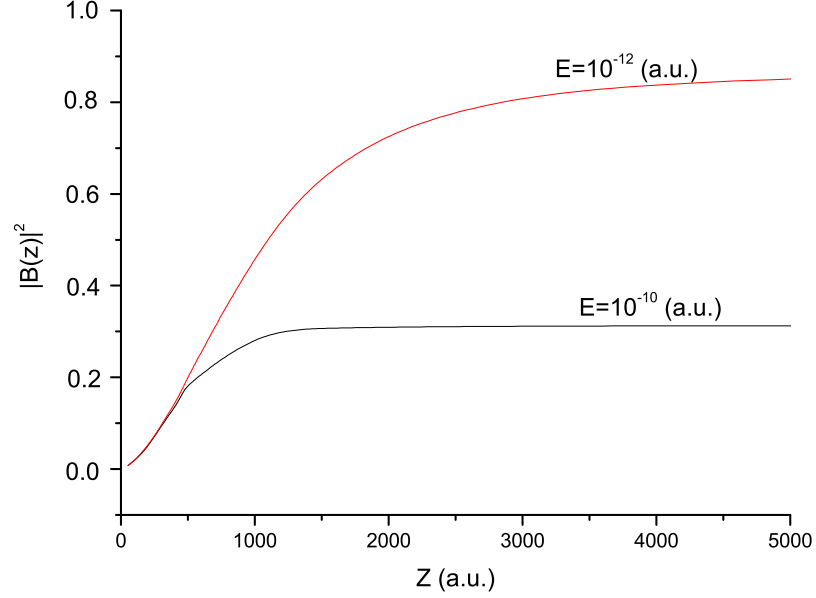


Рис. 8. Вклад различных расстояний атом-поверхность в коэффициент отражения.  $|B(z)|^2$  - вклад в коэффициент отражения, аккумулированный в интервале от 0 до  $z$ .

В частности, поперечные моды в одномерном волноводе размера  $L$  даются следующим выражением:

$$\mathcal{E}_n = \frac{\pi^2 n^2}{2m(L - 2a_{CP})^2} \simeq \frac{\pi^2 n^2}{2mL^2} \left(1 + 4 \frac{\text{Re } a_{CP}}{L}\right) - i |\text{Im } a_{CP}| \frac{4\pi^2 n^2}{2mL^3}. \quad (14)$$

Коэффициент прохождения через волновод  $F$  определяется общим выражением :

$$F = \sum_n C_n \exp(-\Gamma_n \tau^{pass}). \quad (15)$$

Здесь сумма берется по поперечным модам (в сумму дают вклад ограниченное число мод из-за быстрого роста ширины мод с номером  $n$ ),  $C_n$  - начальная заселенность моды на входе в волновод,  $-\Gamma_n = |2 \text{Im } a_{CP}| \frac{4\pi^2 n^2}{2mL^3}$  - ширины мод, возникающие за счет поглощения антиводорода в стенках волновода,  $\tau^{pass}$  - время нахождения в волноводе.

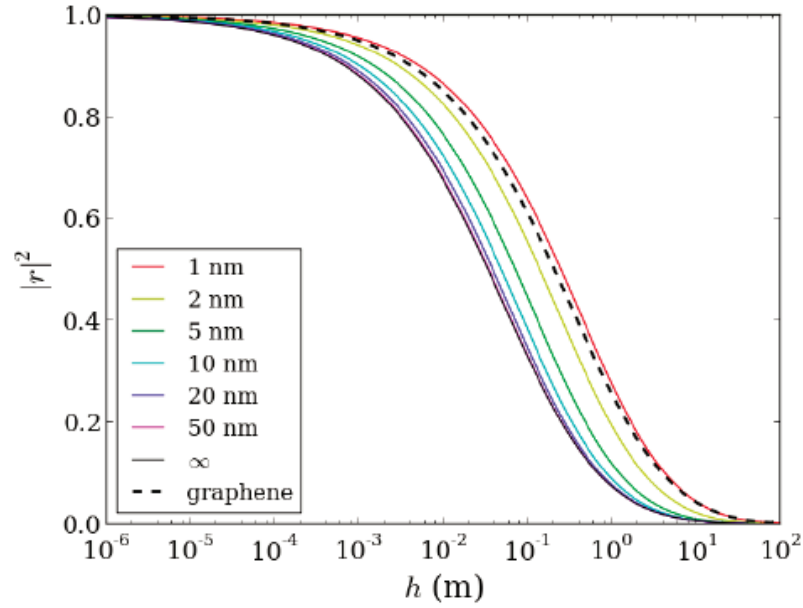


Рис. 9. Коэффициент отражения от пленок различной толщины

В параграфе 2.4 рассмотрен вопрос об отражении антиводорода от тонких пленок и пористых структур.

Показано, что коэффициент отражения от тонких пленок может быть существенно выше, чем от поверхности. Причина этого в изменении вида потенциала взаимодействия антиводорода с пленкой, характер убывания потенциала становится более резким (качественно вместо закона  $1/z^4$  убывание происходит по закону  $1/z^5$ ), что приводит к усилению надбарьерного отражения.

Глава 3 посвящена исследованию гравитационных состояний антиводорода вблизи материальной поверхности в гравитационном поле Земли и методам измерения гравитационной массы антиводорода.

В параграфе 3.1 рассматривается вопрос об уровнях и ширине состояний антиводорода в потенциале, образованном суперпозицией гравитационного потенциала Земли и потенциала ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера. Выяснены характерные пространственные и энергетические масштабы при движении атома антиводорода в гравитационном поле. Показа-

но, что сдвиг и ширина нижних гравитационных уровней антиводорода (по отношению к уровням в гравитационном потенциале над идеально отражающей поверхностью) одинаков и определяется отношением длины рассеяния в потенциале ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера к характерной длине волны де Бройля в гравитационном потенциале. Установлено, что время жизни нижних гравитационных состояний антиводорода над идеально проводящей поверхностью составляет 0.1 с. Выяснен вопрос о поправках второго порядка малости к сдвигу и ширине уровней, учитывающих эффективный радиус потенциала взаимодействия антиводорода с поверхностью.

Характерный пространственный и энергетический масштабы гравитационных квантовых антиводорода вблизи материальной поверхности в гравитационном поле Земли оказываются:

$$l_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{2mMg}}, \quad (16)$$

$$\varepsilon_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2 M^2 g^2}{2m}}, \quad (17)$$

$$(18)$$

что дает величины  $l_0 = 5.871 \mu m$  и  $\varepsilon_0 = 2.211 \cdot 10^{-14}$  а.е.

Эффект надбарьерного отражения приводит при столь малых энергиях к почти полному отражению антиводорода от поверхности и спектр таких состояний практически совпадает со спектром частицы эквивалентной массы в гравитационном поле над идеально отражающей поверхностью:

Малость отношения длины рассеяния на потенциале ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера  $a_{CP}$  к характерному гравитационному масштабу  $l_0$  объясняет малость ширин указанных состояний:

$$\Gamma = Mg \operatorname{Im} a_{CP} \quad (19)$$

где  $M$ -масса антиводорода, а  $g$ - ускорение свободного падения.

$n$	$\lambda_n^0$	$E_n^0$ , peV	$z_n^0$ , $\mu m$
1	2.338	1.407	13.726
2	4.088	2.461	24.001
3	5.521	3.324	32.414
4	6.787	4.086	39.846
5	7.944	4.782	46.639
6	9.023	5.431	52.974
7	10.040	6.044	58.945

Таблица 4

Собственные значения, энергии гравитационных состояний антиводорода и классические точки поворота.

Соответствующее время жизни в случае проводящей поверхности оказывается равным:

$$\tau = \frac{2\hbar}{Mgb} \simeq 0.1 \text{ s.} \quad (20)$$

Оно может быть на порядок больше для тонких пленок и пористых поверхностей.

В **параграфе 3.2** рассматривается вопрос об интерференции суперпозиции нескольких гравитационных состояний, проявляющейся в осцилляциях количества аннигиляционных событий как функции времени. Показана, что такая зависимость определяется частотами переходов между гравитационными уровнями и в простейшем случае двух состояний представляет собой гармоническую зависимость от частоты перехода между уровнями.

$$\frac{dF_{12}(t)}{dt} = -\frac{\Gamma}{\hbar} \exp\left(-\frac{\Gamma}{\hbar}t\right) (1 + \cos(\omega_{12}t)). \quad (21)$$

Здесь  $\omega_{12}$  - частота перехода между состоянием 1 и состоянием 2.

В **параграфе 3.3** рассматривается вопрос об измерении частоты перехода между уровнями методом резонансных индуцированных переходов.



Surface (porosity)	Lifetime (s)
perfect conductor	0.11
bulk silicon	0.14
bulk silica	0.22
nano-diamond powder (95%)	0.89
porous silicon (95%)	0.94
silica aerogel (98%)	4.6

Таблица 5

Времена жизни нижних гравитационных квантовых состояний для различных поверхностей .

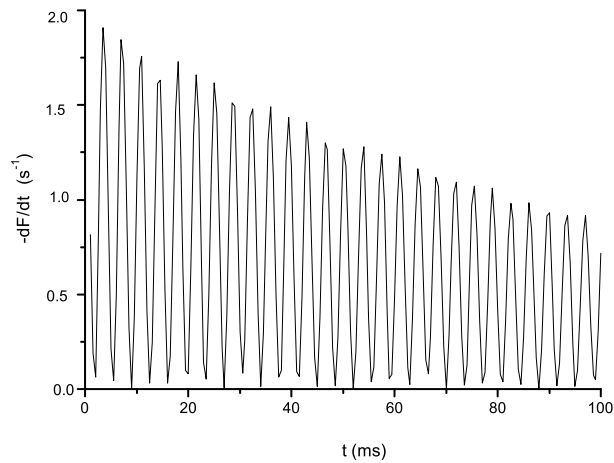


Рис. 10. Колическтов аннигиляцтонных событий как функция времени для  $\bar{H}$ , находящегося в супепозии двух нижних квантовых гравитационных состояний .

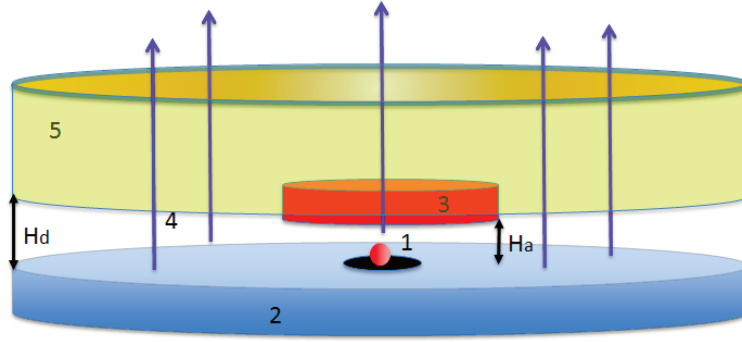


Рис. 11. Принципиальная схема эксперимента по резонансной спектроскопии гравитационных состояний  $\bar{H}$ . 1 - источник ультрахолодного антиводорода, 2 -зеркало, 3 -абсорбер, 4 магнитное поле, 5 -детектор.

Установлены выражения для вероятности перехода под действием переменного неоднородного магнитного поля и в результате вибраций поверхности. Получены выражения для сдвига уровней в результате динамического Штарк-эффекта. Получены оценки для точности измерения гравитационной массы антиводорода методом резонансных переходов.

Схема принципа такого эксперимента показана на Рис.11.

Вид резонансной линии, соответствующей частоте перехода между гравитационными состояниями показан на рис.12

По известной резонансной частоте перехода может быть определена гравитационная масса  $M$  антиводорода:

$$M = \sqrt{\frac{2m\hbar\omega_{nk}^3}{g^2(\lambda_k - \lambda_n)^3}}. \quad (22)$$

Здесь  $m$ - инертная масса,  $g$ -ускорение свободного падения,  $\lambda_k$ -к-ый нуль функции Эйри.

В параграфе 3.4 рассматривается вопрос об измерении гравитационной массы антиводорода квантовым баллистическим методом, т.е. измерением распределения времен падения с заданной высоты приготовленного состояния атома антиводорода. Установлен вид такого временного распре-

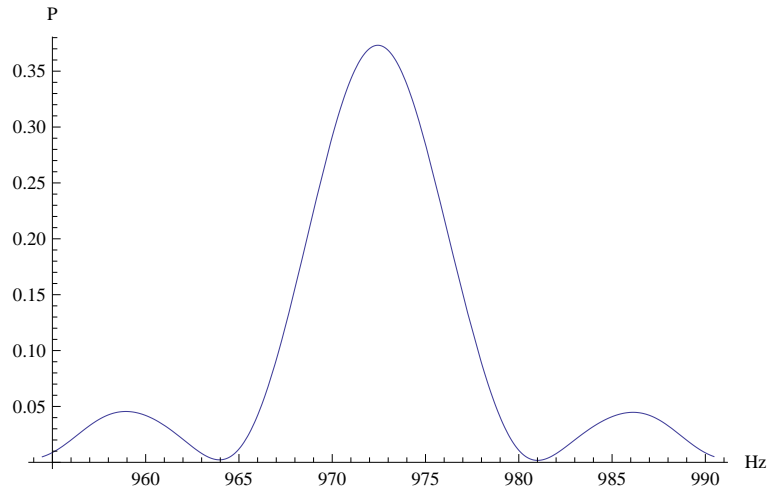


Рис. 12. Вероятность перехода между гравитационными состояниями  $\bar{H}$  за время пролета как функция частоты приложенного поля.

деления; показано, что оно определяется импульсным распределением исходного состояния. Рассмотрены способы измерения гравитационной массы антиводорода по временному распределению аннигиляционных событий, соответствующих моментам падения антиатомов на детектор.

Связь распределения времен падения  $P$  с распределением импульса  $F_0(k)$  в исходном состоянии имеет вид:

$$P = \frac{m}{t} |F_0 \left( Mg(t - \sqrt{2Mg/(mz)}) \right)|^2 \quad (23)$$

Связь измеренного распределения времен падений с известным теоретически импульсным распределением для заданной суперпозиции состояний дает возможность определить гравитационную массу антиводорода  $M$ :

$$M = \sqrt{\frac{2m\hbar k_m^3}{g^2(t_m - t_0)^3}} \quad (24)$$

где  $k_m$ - максимумы в импульсном распределении,  $t_m$ - максимумы в распределении аннигиляционных событий по времени.

**Глава 4** посвящена исследованию эффекта шепчущей галереи при отражении ультрахолодного антиводорода от искривленной поверхности.

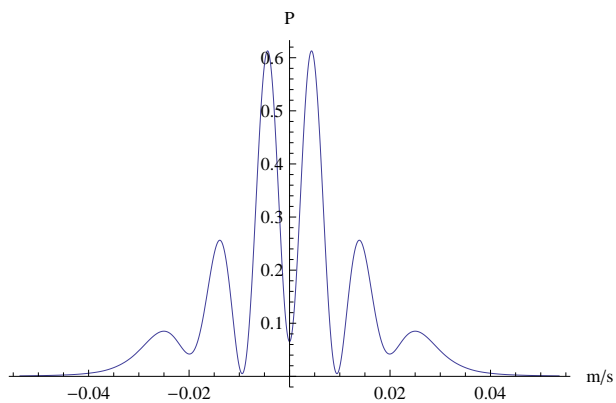


Рис. 13. Распределение по скоростям в суперпозиции 1 и 6 состояний  $F_0(z) = g_1(z) - g_6(z)$ .

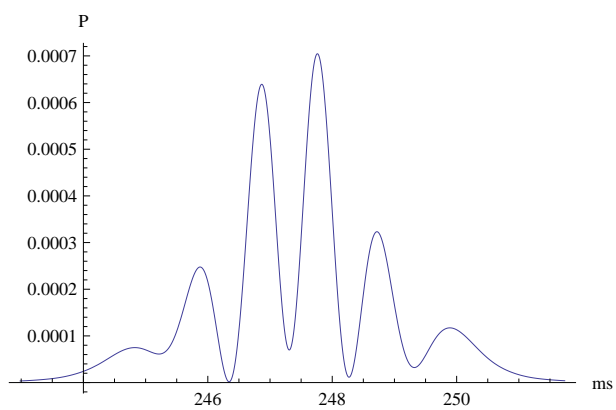


Рис. 14. Распределение времени падений для суперпозиции состояний  $F_0(z) = g_1(z) - g_6(z)$ . Высота падения  $H_p = 30$  см.

В параграфе 4.1 решение уравнения Шредингера для атомов, локализованных в состояниях с высоким угловым моментом вблизи искривленной поверхности, представлено в виде суперпозиции метастабильных состояний в центробежном потенциале с граничным условием на поверхности, отвечающему надбарьерному отражению от потенциала ван-дер-Ваальса-Казимира-Полдера. Установлены положения уровней и ширин таких состояний как функции касательной скорости антиатомов и радиуса кривизны поверхности.

Характерные пространственные  $l_0$  и энергетические масштабы  $\varepsilon_0$  таких состояний шепчущей галереи даются следующими выражениями:

$$l_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2 R}{2m^2 v^2}}, \text{ and} \quad (25)$$

$$\varepsilon_0 = \sqrt[3]{\frac{\hbar^2 m v^4}{2R^2}}. \quad (26)$$

Здесь  $v$  - тангенциальная скорость,  $R$ -радиус кривой поверхности. Уравнение для собственных значений  $\lambda_n$  выглядит аналогично случаю гравитационных состояний с заменой ускорения свободного падения  $g$  на центробежное  $v^2/R$ :

$$\text{Ai}(-\lambda_n + a_{CP}/l_0) = 0. \quad (27)$$

Это позволяет применить большинство из ранее полученных результатов для гравитационных состояний к проблеме о состояниях шепчущей галереи. В частности, аннигиляционные ширины таких состояний даются следующим выражением:

$$\Gamma/2 = \frac{mv^2}{R} |\text{Im } a_{CP}|. \quad (28)$$

В параграфе 4.2 рассмотрен вопрос об интерференции состояний шепчущей галереи. Аналогично случаю гравитационных состояний наличие

распада приводит к неортогональности состояний шепчущей галереи. Специфическим проявлением этого являются биения аннигиляционного сигнала с течением времени, или, другими словами, интерференция метастабильных состояний приводит к модуляции аннигиляционного сигнала с частотами переходов между состояниями. Полученная ранее формула для интерференции гравитационных состояний (21) описывает и интерференцию состояний шепчущей галереи. Измеряя временную интерференционную картину можно получить детальную информацию о взаимодействии антиводорода с поверхностью.

В параграфе 4.3 рассмотрена динамика антиводорода внутри замкнутого сферического резонатора шепчущей галереи, получен спектр состояний антиводорода в резонаторе.

$$E_{n,l} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} + \frac{\hbar^2 l^{4/3}}{2^{1/3} m R^2} \lambda_n \quad (29)$$

Исследован вопрос о возможности наблюдения гравитационных эффектов. С учетом гравитации движение антиводорода вдоль вертикальной оси  $z$  описывается уравнением гармонического осциллятора со смещенным положением равновесия:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{\hbar^2 \mu^2}{2mR^4} (z + z_g)^2 - \hbar \omega_z \left( k + \frac{1}{2} \right) \right] \psi(z) = 0 \quad (30)$$

$$z_g = \frac{g}{\omega_z^2} = \frac{gR^2}{v^2} \quad (31)$$

В параграфе 4.4 выяснены особенности S-матрицы рассеяния антиводорода на цилиндрической поверхности в комплексной плоскости углового момента (полюса Редже), выяснена их связь с долгоживущими состояниями шепчущей галереи, получено выражение для амплитуды рассеяния. Установлено три типа полюсов- узкие состояния шепчущей галереи, надбарьерные состояния шепчущей галереи и поверхностные волны. В случае

взаимодействия антиводорода с искривленной поверхностью реализуются состояниями узких надбарьерных и поверхностных волн.

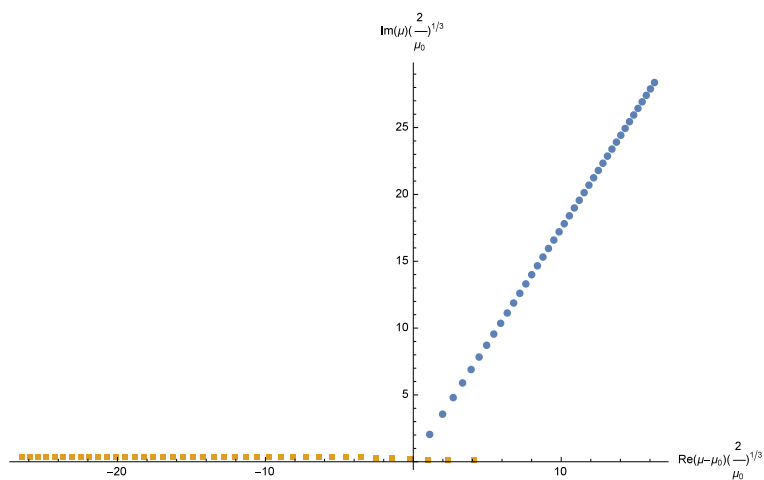


Рис. 15. Положение полюсов Редже в комплексной плоскости углового момента

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации.



# Литература

1. A. Voronin and J. Carbonell. *Phys. Rev. A*, 57:4335, 1998.
2. A. Voronin and J. Carbonell. *Hyperfine Interactions*, 115:143, 1998.
3. V.A. Karmanov, K.V. Protasov, and A. Yu. Voronin. *Eur. Phys. J.*, 8:A 429, 2000.
4. A. Voronin and J. Carbonell. *Nucl. Phys. A*, 689:529, 2001.
5. A. Yu. Voronin. *Phys. Rev. A*, 67:062706, 2003.
6. V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. M. Gagarski, A. K. Petoukhov, G. A. Petrov, H. Abele, S. Baeßler, G. Divkovic, F. J. Rueß, Th. Stöferle, A. Westphal, A. V. Strelkov, K. V. Protasov, and A. Yu. Voronin. Measurement of quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. *Phys. Rev. D*, 67(10):102002, May 2003.
7. A. Voronin and J. Carbonell. *Nucl. Instr. and Methods B*, 214:139, 2004.
8. A. Voronin *Few-Body Systems* 34, (2004) 73
9. V. V. Nesvizhevsky, A. K. Petukhov, H. G. Borner, T. A. Baranova, A. M. Gagarski, G. A. Petrov, K. V. Protasov, A. Y. Voronin, S. Baessler, H. Abele, A. Westphal, and L. Lucovac. Study of the neutron quantum states in the gravity field. *Eur. Phys. J. C*, 40(4):479–491, April 2005. WOS:000231122900004.
10. A. Y. Voronin, P. Froelich, and B. Zygelman. Interaction of ultracold antihydrogen with a conducting wall. *Phys. Rev. A*, 72(6):062903, 2005.
11. A. Y Voronin and P Froelich. Quantum reflection of ultracold antihydrogen from a solid surface. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 38:L301–L301, 2005.
12. P. Froelich, A. Dalgarno, S. Jonsell, A. Saenz, A. Voronin and B. Zygelman. Antihydrogen in interaction with atoms and surfaces , *AIP Conference Proceedings* , Volume 770, Issue 1, pp. 51-67 (2005) .

13. A. Yu. Voronin, H. Abele, S. Baeßler, V. V. Nesvizhevsky, A. K. Petukhov, K. V. Protasov, and A. Westphal. Quantum motion of a neutron in a waveguide in the gravitational field. *Phys. Rev. D*, 73(4):044029, 2006.
14. S. Baessler, V. V. Nesvizhevsky, K. V. Protasov, and A. Yu. Voronin. Constraint on the coupling of axionlike particles to matter via an ultracold neutron gravitational experiment, *Phys. Rev. D* 75, 075006 (2007)
15. P. Berggren, H. Stegeby, A. Voronin and P. Froelich Impact of the strong force on the Coulombic decay of a hydrogen–antihydrogen molecule *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 41 155202 (2008)
16. A. Voronin and P. Froelich. *Phys. Rev. A*, 77:022505, 2008.
17. V. V. Nesvizhevsky, A. K. Petukhov, K. V. Protasov, and A. Yu. Voronin Centrifugal quantum states of neutrons *Phys. Rev. A* 78, 033616 (2008)
18. A. Yu. Voronin and P. Froelich. Spin exchange in hydrogen–antihydrogen collisions *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 42 (2009) 125204
19. A. Yu. Voronin and P. Froelich. Hyperfine transitions in ultracold hydrogen-antihydrogen collisions *Phys. Rev. A* 80, 010502(R) (2009)
20. M. Kreuz, V. V. Nesvizhevsky, P. Schmidt-Wellenburg, T. Soldner, M. Thomas, H. G. Börner, F. Naraghi, G. Pignol, K. V. Protasov, D. Rebreyend, F. Vezzu, R. Flaminio, C. Michel, N. Morgado, L. Pinar, S. Baeßler, A. M. Gagarski, L. A. Grigorieva, T. M. Kuzmina, A. E. Meyerovich, L. P. Mezhov-Deglin, G. A. Petrov, A. V. Strelkov, and A. Yu. Voronin. A method to measure the resonance transitions between the gravitationally bound quantum states of neutrons in the GRANIT spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 611(2–3):326–330, December 2009.
21. R. Cubitt , V.V. Nesvizhevsky , A.K. Petukhov , A.Yu. Voronin , G. Pignol ,K.V. Protasov , P. Gurshijants. Methods of observation of

- the centrifugal quantum states of neutrons. *Nucl.Instr.Meth. A611* (2009) 322
22. V.V. Nesvizhevsky, A.Yu. Voronin, R. Cubitt and K.V. Protasov. Neutron whispering gallery *Nature Physics*, **6**, 114 - 117 (2010)
  23. V.V. Nesvizhevsky, R. Cubitt, K.V. Protasov, and A.Yu. Voronin. The neutron whispering gallery effect in neutron scattering. *New J. Phys.* **12**: 113050
  24. A. Yu Voronin, P. Froelich, and V. V. Nesvizhevsky. Gravitational quantum states of Antihydrogen. *Phys. Rev. A*, **83**(3):032903, 2011.
  25. Th. Bourdel , M. Doser , A.D. Ernest , A.Yu. Voronin , V.V. Voronin *C. R. Physique 12 (2011) 779–790.*
  26. A. Yu. Voronin, P. Froelich, V. V. Nesvizhevsky. Gravitational states of antihydrogen near material surface. *Hyperfine Interactions* (2012), 213 pp. 129.
  27. P. Froelich, A. Yu. Voronin, Interaction of antihydrogen with ordinary atoms and solid surfaces *Hyperfine Interactions* (2012), 213 pp. 115
  28. A. Yu. Voronin, V. V. Nesvizhevsky, and S. Reynaud Whispering-gallery states of antihydrogen near a curved surface *Phys. Rev. A* **85**, 014902 (2012)
  29. A Yu. Voronin, V. V. Nesvizhevsky, S. Reynaud Interference of the whispering gallery states of antihydrogen, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45** (2012) 165007
  30. V. Nesvizhevsky, A. Voronin, R. Cubitt, K. Protasov A Note on Observation and Theoretical Description of the Neutron Whispering Gallery Effect. *Journal of Physics: Conference Series* **340** (2012) 012020.
  31. G. Dufour, R. Guérout, A. Lambrecht, V. V. Nesvizhevsky, S. Reynaud, and A. Yu. Voronin. Quantum reflection of antihydrogen from nanoporous media. *Phys. Rev. A*, **87**(2013)22506 .

32. G. Dufour, A. Gérardin, R. Guérout, A. Lambrecht, V. V. Nesvizhevsky, S. Reynaud, and A. Yu. Voronin. Quantum reflection of antihydrogen from the Casimir potential above matter slabs. *Phys. Rev. A*, 87( 2013),012901.
33. A. Yu. Voronin, V. V. Nesvizhevsky, O. D. Dalkarov, E. A. Kupriyanova, P. Froelich, Resonance spectroscopy of gravitational states of antihydrogen *Hyperfine Int.: V 228, Issue 1* (2014), 133.
34. K. Piszczatowski , A. Voronin, P. Froelich Four-body calculations of elastic scattering in H –Hbar collisions. *Hyperfine Int.: V.228 Issue 1*(2014), 85.
35. K. Piszczatowski , A. Voronin, P. Froelich Non-adiabatic treatment of Hydrogen-antihydrogen collisions. *Phys. Rev. A 89*, 062703 (2014)
36. A. Yu. Voronin, V. V. Nesvizhevsky , G. Dufour, P. Debu , A. Lambrecht, S. Reynaud , O. D. Dalkarov, E. A. Kupriyanova , P. Froelich . A spectroscopy approach to measure the gravitational mass of antihydrogen. *Int.J.Mod.Phys.Conf.Ser. 30* (2014) 1460266.
37. G. Pignol, S. Baeßler, V. V. Nesvizhevsky, K. Protasov, D. Rebreyend, and A. Voronin Gravitational Resonance Spectroscopy with an Oscillating Magnetic Field Gradient in the GRANIT Flow through Arrangement *Adv. High En. Physics* 628125 (2014)
38. G. Dufour, P. Debu, A. Lambrecht, V. V. Nesvizhevsky, S. Reynaud, and A. Yu Voronin. Shaping the distribution of vertical velocities of antihydrogen in GBAR. *Eur. Phys. J. C*, 74(1):2731, January 2014.
39. K. V. Protasov and A. Yu. Voronin Regge Poles in Neutron Scattering by a Cylinder *Adv. High En. Physics* 124592, (2014)
40. S. Baeßler, V.V. Nesvizhevsky, G. Pignol, K.V. Protasov, D. Rebreyend, E.A. Kupriyanova, and A.Yu. Voronin Frequency shifts in gravitational resonance spectroscopy *Phys. Rev. D 91*, 042006 (2015).

41. G. Dufour, D. B. Cassidy, P. Crivelli, P. Debu, A. Lambrecht, V. V. Nesvizhevsky, S. Reynaud, A. Yu. Voronin, and T. E. Wall Prospects for Studies of the Free Fall and Gravitational Quantum States of Antimatter *Adv. High En.Phys*, 379642, (2015)
42. P. Crivelli, V. V. Nesvizhevsky, and A. Yu. Voronin Can We Observe the Gravitational Quantum States of Positronium? *Adv. High En.Phys*, 173572, (2015)