

**ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ**

**Состояние исследований по "холодному" антиводороду**

Л.И. Меньшиков, Р. Ландуа

*Дан обзор исследований по получению холодных атомов антиводорода  $\bar{H}$ , нацеленных на прямую проверку СРТ-инвариантности и выполнимости принципа эквивалентности для антивещества. Обсуждаются свойства холодной позитронной (электронной) плазмы, а также процессы, сопровождающие торможение в ней антипротонов. Анализируются механизмы образования атомов  $\bar{H}$ . Оцениваются оптимальные условия для получения и удержания холодных атомов антиводорода.*

PACS numbers: 14.20.-c, 36.10.-k, 52.20.-j

**Содержание**

1. Введение (233).
2. Радиационная рекомбинация. Стандартная теория (238).
3. Влияние магнитного поля на радиационную рекомбинацию (239).
4. Стимулированная радиационная рекомбинация (242).
5. Трехчастичная рекомбинация в сверхзамагнеченной плазме (245).
6. Сравнение эффективности механизмов рекомбинации (247).
7. Замедление и остановка антипротонов в позитронной сверхзамагнеченной плазме (248).
8. Продольная диффузия остановленных антипротонов. Время их удержания в позитронном облаке (250).
9. Поперечная диффузия антипротонов. Время эволюции распределения антипротонов в плазме. Эффекты дрейфового вращения позитронного облака (250).
10. Процессы, сопровождающие остановку антипротонов в облаке позитронов. Поперечный и продольный перенос тепла в сверхзамагнеченной плазме (251).
11. Возмущение плотности распределения позитронов (253).
12. Охлаждение сверхзамагнеченной плазмы в результате циклотронного излучения (254).
13. Двухтемпературная модель сверхзамагнеченной плазмы (СЗП). Продольно-поперечная релаксация в СЗП (255).
14. Кинетическая модель остановки антипротонов в позитронной плазме с учетом продольно-поперечной релаксации. Анализ последних экспериментов (256).
15. Заключение (259).

**16. Приложения (260).**

I. Скорость стимулированной радиационной рекомбинации. Вывод формулы (77). II. Поперечный перенос энергии и импульса плазмами.

**Список литературы (262).**

**1. Введение**

Антиводород  $\bar{H} \equiv \bar{p}e^+$  представляет собой простейший атом антивещества. Впервые 11 этих атомов с энергией  $\sim 1$  ГэВ были получены на накопительном кольце антипротонов LEAR в ЦЕРНе в опыте [1], продолжавшемся два месяца. Цель эксперимента [1] состояла именно в получении, в доказательстве существования антиводорода в природе. Пучок антипротонов соударялся со струей ксенона плотностью  $3 \times 10^{13}$  атомов  $\text{см}^{-2}$ , служившей в качестве внутренней мишени. При столкновении антипротона с ядром ксенона происходило образование электрон-позитронной пары, причем позитрон рождался в одном из связанных состояний в поле антипротона, главным образом в 1S-состоянии. Сечение этого процесса чрезвычайно мало:  $\sim 6 \times 10^{-33} \text{ см}^2$ . Тем не менее три отличительные черты, свойственные антиводороду (способность проникать сквозь магнитные поля, следующая из электрической нейтральности, анигиляция позитрона и антипротона в веществе детектора), позволили снизить количество событий, которые могут относиться к фону, до двух из указанных выше одиннадцати (с достоверностью 95%). Позже 30 атомов антиводорода были получены в аналогичном опыте в Лаборатории им. Э. Ферми [2].

В настоящее время в ряде лабораторий мира (CERN, FNL, KEK и др.) проводятся опыты с целью получения и изучения атомов антиводорода. Лидирует в этом направлении ЦЕРН, где на установке AD (замедлитель антипротонов) проводятся эксперименты ATHENA и ATRAP [3, 4]. Основная цель опытов состоит в прямой проверке СРТ-инвариантности на основе сравнения спектров атомов водорода и антиводорода [5]. Согласно СРТ-теореме, доказанной в [6, 7], в предположениях о справедливости лоренц-инвариантности и локальности

**Л.И. Меньшиков.** Российский научный центр  
"Курчатовский институт",  
123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация  
Тел. (095) 196-94-09  
E-mail: ieronimovich@mtu-net.ru  
Поморский государственный университет,  
163002 Архангельск, пр. Ломоносова 4, Российская Федерация  
Тел. (8182) 28-11-84. Факс (8182) 28-07-80  
**Р. Ландуа (R. Landua).** CERN, CH-1211 Geneva 23 Switzerland  
Тел. 7672051/160193  
E-mail: rolf.landua@cern.ch

Статья поступила 22 мая 2002 г.,  
после доработки 5 декабря 2002 г.

взаимодействий свойства вещества и антивещества должны совпадать. В частности, спектры  $\bar{H}$  и  $H$  должны быть одинаковыми. В евклидовом четырехмерном мире тело можно непрерывным образом повернуть так, что оно совпадет с телом, полученным из исходного в результате инверсии (отражения относительно точки) всех его частей, поэтому в таком мире РТ-преобразование (так называемое "слабое отражение") является точной симметрией. В пространстве Минковского подобное непрерывное движение тела невозможно, поскольку его мировая линия не может пересечь световой конус. По этой причине строгой симметрией в предположениях [6, 7] является не РТ, а СРТ. Нарушение СРТ означало бы нарушение лоренц-инвариантности и свидетельствовало бы об изменении свойств пространства-времени на малых масштабах [8–11]. Обнаружение этого нарушения позволило бы, в частности, разобраться с проблемой отсутствия антивещества во Вселенной.

В настоящее время наиболее точное ограничение на степень нарушения этой симметрии

$$\frac{|m(K^0) - m(\bar{K}^0)|}{m(K^0)} < 10^{-18} \quad (1)$$

получено из наблюдений осцилляций в системе нейтральных каонов [12, 13], возникающих вследствие нарушения СР-четности [14, 15]. Отметим, однако, что результат (1) является лишь косвенным [16], поскольку при его получении привлекаются дополнительные предположения: выполнимости принципа суперпозиции для каонов, феноменологическая модель СР-нарушения и др. Это обстоятельство существенно повышает научную ценность опытов с антиводородом.

В [17, 18] предложено проводить опыты с быстрыми ( $E \sim 50$  МэВ) атомами антиводорода, получающими при рекомбинации в совмещенных пучках антипротонов и позитронов. Такая методика была отработана ранее на атомах водорода в работе [19], где был измерен также лэмбовский сдвиг для состояний с главным квантовым числом  $n = 2$  (аналогичные опыты при  $E \sim 30$  кэВ описаны в [20]). Достоинство таких экспериментов состоит в сравнительной простоте получения атомов антиводорода, недостаток — в малости времени нахождения атома в анализирующем спектральном устройстве. В этом смысле методика экспериментов ATHENA и ATRAP является противоположной: цель их состоит в измерении энергий некоторых радиационных переходов у практически неподвижных атомов антиводорода. Условно можно выделить несколько этапов достижения этой цели. На первом этапе разрабатываются методы и создается оборудование для накопления медленных антипротонов и позитронов. На втором этапе, который осуществляется в настоящее время, изучаются механизмы рекомбинации позитронов и антипротонов с целью нахождения оптимальных условий получения медленных атомов антиводорода. Третий этап заключается в разработке методов удержания холодных атомов антиводорода. Наконец, последний этап будет посвящен спектроскопии атомов.

Детальные обзоры идей и достижений в рассматриваемой области даны в [21, 22]. К настоящему времени проведен ряд опытов, в которых изучалась остановка протонов в облаке холодных электронов [23], а также антипротонов в облаке позитронов [24–26]. Было уста-

новлено, что охлаждение протонов и антипротонов до низких температур не достигается. Кроме того легко регистрируемое образование атомов антиводорода обнаружить не удалось. Эти загадочные обстоятельства и явились причиной написания данной работы, в которой основное внимание уделено детальному обзору исследований, относящихся ко второму этапу. Критический анализ существенных здесь физических процессов необходим как для установления причины отсутствия в указанных опытах рекомбинаций (к моменту публикации данного обзора атомы антиводорода уже получены, см. приложение в конце статьи), так и для планирования исследований третьего этапа.

Установка AD (подробности см. в [21, 22]) представляет собой накопительное кольцо антипротонов, которые генерируются в мишени, облучаемой протонным пучком с импульсом 26 ГэВ/с, поступающим из протонного синхротрона. На мишень примерно раз в минуту падают сгустки из  $\sim 5 \times 10^{13}$  протонов. Далее специальная импульсная магнитная линза формирует из рождающихся в мишени антипротонов вторичный сгусток из  $5 \times 10^7$  частиц с импульсом 3,57 ГэВ/с, который поступает в AD. Антипротоны в AD замедляются в три этапа

$$3,57 \rightarrow 2 \rightarrow 0,3 \rightarrow 0,1 \text{ ГэВ/с}$$

с применением метода электронного охлаждения. Конечный пучок антипротонов, выводимый из AD, поставляет в экспериментальную зону  $\sim 5 \times 10^7$  антипротонов в минуту, имеет разброс  $\Delta p/p \sim 0,001$ , энергию 5,9 МэВ (импульс 0,1 ГэВ/с), частоту повторения импульсов длительностью 200–500 нс — несколько раз в минуту. После нескольких этапов электронного охлаждения и прохождения через тормозящие фольги и газовые слои энергия антипротонов понижается до  $\sim 3$  кэВ. Затем, открывая и закрывая входной электростатический барьер (электрод А на рис. 1), производят захват антипротонов в ловушку Пеннинга [27, 28]. Таким образом, движение антипротонов вдоль оси ловушки запирается в результате подачи на электроды А, В отрицательного электрического потенциала, при этом электрод С заземлен или находится под положительным потенциалом. Удержание частиц в поперечном направлении обеспечивается однородным магнитным полем

$$H \sim 3 \text{ Тл}, \quad (2)$$

направленным вдоль оси ловушки. Захваченные в ловушке антипротоны охлаждаются далее электронами. При этом сами электроны охлаждаются в результате циклотронного излучения. В настоящее время такая

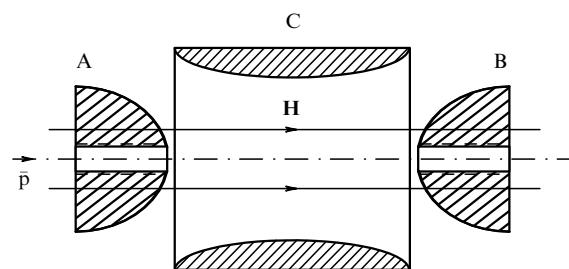


Рис. 1. Ловушка Пеннинга (в разрезе в плоскости, проходящей через ось вращения).

методика захвата антипротонов хорошо отработана [3, 4, 21, 22, 29]. Далее потенциал на одном из запирающих электродов на короткое время меняют. В результате легкие и поэтому быстрые электроны уходят из ловушки, а антипротоны остаются в ней.

Для захвата и удержания заряженных частиц используется также ловушка Пеннинга – Мальмберга [30]. Она представляет собой модификацию ловушки Пеннинга и отличается от последней формой электродов. Электроды в этом случае представляют собой соосные полые цилиндры, помещенные в однородное магнитное поле, направленное вдоль оси (рис. 2). Таких электродов может быть сколько угодно, благодаря чему вдоль оси может быть создан электрический потенциал требуемого профиля. В частности, на рис. 3 изображен электрический потенциал во вставной ловушке Пеннинга (nested Penning trap, [4]). Позитроны накапливаются и удерживаются в зоне В, антипротоны — в зонах А и С. Для проведения рекомбинации потенциалы в зонах А и С изменяют, как указано на рисунке стрелками.

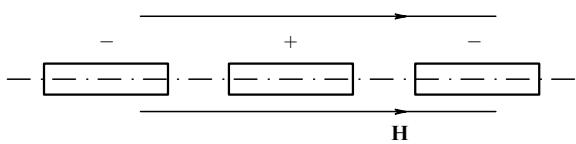


Рис. 2. Ловушка Пеннинга – Мальмберга.

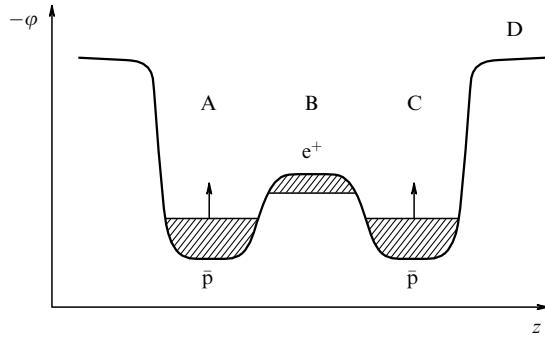


Рис. 3. Электрический потенциал (со знаком минус) на оси вставной ловушки Пеннинга.

Рассматриваются возможности применения в опытах комбинированных ловушек, или ловушек Пауля – Пеннинга [28, 31]. В этом случае на электроды ловушки Пеннинга, предназначенный для удержания антипротонов (рис. 1), вместе с постоянным напряжением подается переменное с частотой в несколько мегагерц. Идея состоит в применении эффекта П.Л. Капицы (см., например, [32] § 30): в быстро осциллирующем поле у частицы появляется дополнительная потенциальная энергия, пропорциональная квадрату амплитуды поля. Поскольку эта потенциальная энергия обратно пропорциональна квадрату массы частицы, то легко подобрать условия, при которых она будет удерживать позитроны и практически не влиять на антипротоны. Таким образом, в ловушке Пауля – Пеннинга можно одновременно удержать антипротоны и позитроны. Очевидным недостатком этих ловушек являются устанавливающиеся при колебаниях большие скорости движения позитронов

1\*

относительно антипротонов, что затрудняет рекомбинацию.

К настоящему времени разработаны разнообразные методы накопления электронов и позитронов в ловушках Пеннинга [33–40]. Их объединяет, как правило выбор радиоизотопов в качестве источников позитронов, применение твердотельных, в частности монокристаллических, замедлителей позитронов, от которых они либо отражаются, либо сквозь которые пропускаются. Таким образом удается получить позитроны с энергией  $\sim 1$  эВ, число которых составляет  $\sim 10^{-4}$  (эффективность замедления) от числа испускаемых радиоактивным источником позитронов. Согласно [41] эффективность замедления повышается на порядок при использовании в качестве замедлителей кристаллов благородных газов.

Замедленные позитроны поступают в ловушку Пеннинга. В работе [38] их захват в ловушку осуществлен по методу, предложенному в [34, 35], частично напоминающему метод стохастического замедления: соединенный с ловушкой внешний колебательный LCR контур настроен в резонанс с одной из периодических степеней свободы магнетронного дрейфового движения позитронов в полях ловушки. Затухание энергии позитронов, достигаемое таким способом, невелико, поэтому удается захватить лишь малую часть от поступающих в ловушку позитронов.

В работах [35, 36] позитроны теряют избыток энергии, возбуждая впускаемые в ловушку молекулы азота. Такая схема, принятая в эксперименте ATHENA [1], характеризуется большой ( $\sim 30\%$ ) вероятностью захвата позитронов. В работе [37] для захвата позитронов вместо нейтральных молекул использованы ионы, а в проекте [40] предложено применить для этой цели электроны.

В [42, 43] обнаружено, что наряду с медленными позитронами из замедлителей вылетают атомы позитрония как в основном, так и в возбужденных состояниях. На основе этого явления в [39] удалось осуществить новый эффективный метод захвата позитронов во вставной ловушке Пеннинга. Согласно модели, принятой в [39], атомы позитрония достигают зоны В (рис. 3) и ионизируются имеющимся здесь значительным электрическим полем. При этом позитроны с большой вероятностью остаются в потенциальной яме зоны В, а электроны улетают. Как отмечено в [39], эта модель требует детальной теоретической разработки.

Выше уже говорилось, что в настоящее время основной экспериментальной задачей является обнаружение рекомбинации позитронов с антипротонами. На следующем этапе потребуется создать систему, позволяющую улавливать и удерживать образовавшиеся атомы антиводорода. Наиболее подходящим устройством для достижения этой цели считается ловушка Иоффе – Притчарда [44]. В такой ловушке создается магнитное поле  $H$ , величина которого достигает минимума  $H_0$  в ее центре (максимум магнитного поля в пространстве вне проводников невозможен, что следует из уравнений Максвелла). Для атомов антиводорода, у которых спин позитрона направлен против магнитного поля, в этой точке имеется минимум потенциальной энергии  $u = M_B(H - H_0)$ . Такие атомы могут быть удержаны в ловушке Иоффе – Притчарда, если их кинетическая энергия достаточно мала:

$$\varepsilon < u_{\max} \sim 1 \text{ K}, \quad (3)$$

где для магнитного поля подставлена типичная величина (2), достигаемая в стационарных условиях. Что касается атомов с противоположной ориентацией спина, они не удерживаются в ловушке.

Согласно оценке [4, 45] для спектроскопических измерений достаточно иметь

$$N_H \sim 1000 \quad (4)$$

атомов антиводорода в ловушке Иоффе–Причарда. Наибольший интерес представляет измерение частоты  $\omega_0$  перехода  $2s \rightarrow 1s$ . Этот запрещенный переход имеет малую естественную ширину

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = 10^{-15}$$

определенную временем  $\tau = 1/\Delta\omega_0 = 0,125$  с двухквантового перехода  $2s \rightarrow 1s$ . В рассматриваемых экспериментах отношение шум/сигнал может быть сведено к минимуму, что позволит определить положение центра линии с точностью  $f \sim 10^{-3}$  от ширины линии. Следовательно, изучение перехода  $2s \rightarrow 1s$  позволит достичь точности

$$\frac{\delta\omega_0}{\omega_0} \sim 10^{-18}, \quad (5)$$

что сравнимо с величиной (1), полученной для каонов. Измерение  $\omega_0$  предполагается провести на основе метода двухквантовой бездоплеровской спектроскопии [46, 47]. Лазерный луч частоты  $\omega \approx \omega_0/2$  проходит через газ вдоль оси  $x$  вперед (луч 1) и, отражаясь от зеркала, возвращается и проходит через газ вторично (луч 2). В системе покоя какого-то атома антиводорода, движущегося вдоль оси  $x$  со скоростью  $v_x$ , частоты лучей 1 и 2 равны соответственно:

$$\omega_1 = \omega - kv_x, \quad \omega_2 = \omega + kv_x,$$

где  $k = 2\pi c/\omega$  — волновой вектор. Эти два фотона поглощаются атомом и переводят его из  $1s$  в  $2s$ -состояние. Далее, под действием внешних электрических полей у такого атома индуцируется примесь  $2p$ -состояния, что приводит к быстрому переходу,  $2p \rightarrow 1s$ , квант от которого регистрируется. Видно, что из условия резонанса  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$  в линейном приближении по  $v/c$  скорость атома выпадает. Это означает, что остается лишь квадратичный эффект Доплера, дающий ширину

$$\frac{\Delta\omega_D}{\omega_0} = \left( \frac{v_T}{c} \right)^2 = 10^{-12} \bar{T}, \quad (6)$$

где  $v_T = \sqrt{T/M}$  — тепловая скорость атома,  $M$  — его масса,  $c$  — скорость света,  $\bar{T} = T/T_0$ ,  $T$  — температура газа,  $T_0 = 10$  К (здесь и далее, если не указано иначе, будут использоваться атомные единицы (а.е.)  $\hbar = m_e = e = 1$ ). Из сравнения (5) и (6) видно, что для достижения предельной точности (5) атомы антиводорода должны иметь температуру  $T \sim 10^{-5}$  К, а с учетом упомянутого ранее фактора  $f$  получаем менее жесткое условие

$$T \sim 10^{-2} \text{ К}. \quad (7)$$

Методы охлаждения атомов до температуры (7) обсуждаются в [44]. Предельная температура  $T_1$ , дости-

жимая при лазерном методе охлаждения, определяется отдачей атомов при спонтанном излучении фотонов. Для перехода  $2p \rightarrow 1s$  это дает  $T_1 = 0,003$  К, что меньше требуемой величины (7).

Лазерное охлаждение до температуры  $T = 0,008$  К атомов водорода в ловушке Иоффе–Причарда впервые осуществлено в [48, 49] с использованием водородного лазера, работающего на переходе  $2p \rightarrow 1s$ . Бездоплеровские измерения  $2s \rightarrow 1s$  расщепления в атоме водорода также уже проведены: на атомарных пучках [50, 51] и в ловушке [52]. Достигнуто разрешение  $\delta\omega_0/\omega_0 \sim 3 \times 10^{-13}$  при температуре атомов  $\sim 1$  К, что согласуется с предельной оценкой (6).

После получения атомов антиводорода наиболее серьезной проблемой станет их захват и удержание в ловушке Иоффе–Причарда. Реальная схема этой процедуры предложена в [44]: зона перекрытия позитронного и антипротонного облаков, в которой происходит рекомбинация, должна находиться внутри большой ловушки Иоффе–Причарда — вблизи минимума магнитного поля. Как будет показано в разделах 2–5, отдача атомов антиводорода, которую они получают в процессе рекомбинации, незначительна, поэтому  $\varepsilon \sim T$ , где  $T$  — температура позитрон-антипротонной плазмы. Следовательно, согласно (3) условие захвата и удержания запишется в виде

$$T < u_{\max} \sim 1 \text{ К}. \quad (8)$$

Это условие становится менее жестким

$$T < 100 \text{ К}, \quad (9)$$

если учесть, что атомы антиводорода образуются главным образом в возбужденных состояниях  $\tilde{H}_n$ ,  $n \sim 30$  (см. разделы 2–5), в которых орбитальный магнитный момент весьма велик:  $\mu_z \sim M_B n^2 \sim 1000 M_B$ . Для таких атомов при  $\mu_z < 0$   $u_{\max} \sim 1000$  К и поэтому, согласно (9), они не смогут покинуть ловушку. При дальнейших, главным образом, радиационных каскадных переходах таких атомов условие  $\mu_z < 0$  с хорошей точностью сохраняется, что обеспечит удержание теряющих возбуждение атомов.

Основной задачей при таком методе захвата и удержания становится охлаждение этих атомов. Вряд ли тут можно будет применить лазерное охлаждение (впрочем, по нашему мнению, это относится и к охлаждению атомов в основном состоянии в условиях реального эксперимента с антиводородом). Согласно простым предварительным оценкам, антиводород можно охлаждать на атомах благородных газов  $X = \text{He}, \text{Ne}, \text{Ar}, \dots$ . Действительно, сечение аннигиляции медленного позитрона на электронах атома  $X$  порядка  $\sigma_1 \sim 10^{-22} \text{ см}^2$  [53]. Здесь учтено движение электронов в атоме и поэтому для относительной скорости позитрона и электрона взята величина  $v \sim 1$  а.е. Сечение аннигиляции  $\bar{p} + p$  при  $\beta = v/c \ll 1$  равно [54–56]:  $\sigma_2 \sim 0,5 \times 10^{-27} \beta^{-2} \text{ см}^2$ , где  $v$  — относительная скорость сталкивающихся частиц. При прицельных параметрах  $\rho > 1$  траектория в системе  $\bar{p} + X$  практически прямолинейна вследствие экранировки поля ядра электронами. Нас интересует сечение аннигиляции в системе  $\bar{p} + X$  при низких энергиях  $Mv^2 \ll 1$ , где  $M$  — масса протона. При  $\rho < 1$  антипротон, приблизившись к атому  $X$  на расстояние  $\sim 1$ , разгоняется до кинетической энергии  $\sim 1$ . Отсюда заклю-

чаем, что сечение аннигиляции в системе  $\bar{p} + X$  порядка

$$\sigma_3 \sim \sigma_2 (Mv^2 = 1) \sim 10^{-19} \text{ см}^2.$$

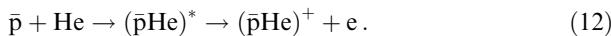
Сечение аннигиляции частиц в системе  $\bar{H}_n + X$  порядка  $\sigma_a = \sigma_1 + \sigma_3 \approx \sigma_3$ , а значит, оно мало по сравнению с сечением упругого рассеяния этих частиц  $\sigma_e \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ . При учете поляризационного притяжения оба сечения увеличиваются, однако их отношение остается приблизительно постоянным:  $\sigma_a/\sigma_e \sim 10^{-3}$ . Отсюда заключаем, что аннигиляцией в процессе охлаждения можно пренебречь. Захватом антипротонов в реакциях типа



характеризующимся сечением  $\sigma_c$ , также можно пренебречь [57–59]:

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_e} < 10^{-3}. \quad (11)$$

Причина состоит в том, что при любом расстоянии  $R$  между антипротоном и ядром атома благородного газа электроны остаются в связанном состоянии. В частности, при  $R = 0$  в случае  $X = \text{He}, \text{Ne}, \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe}$  получаем, соответственно, отрицательные ионы  $\text{H}^-$  (0,75),  $\text{F}^-$  (3,4),  $\text{Cl}^-$  (3,6),  $\text{Br}^-$  (3,4),  $\text{I}^-$  (3), где в скобках указаны значения потенциала ионизации  $I$  внешнего электрона (срдство к электрону) в электронвольтах, взятые из [60]. В [57–59] сечение захвата  $\sigma_c$  рассчитано по адабатической теории возмущений в приближении классических траекторий для тяжелых частиц. Там же показано, что все эти приближения справедливы и указано, что приближения, принятые в работе [61], приводят к существенному завышению сечений  $\sigma_c$ . Таким образом, оценка (11) верна для  $X = \text{Ne}, \text{Ar}, \text{Kr}, \text{Xe}$ , вследствие большой величины  $I$ . Для гелия ситуация сложнее. Вследствие малых значений  $I$  и энергий электронного возбуждения молекулярного иона ( $\bar{p}\text{H}$ ) процесс (10) происходит по иному механизму, который описывается реакцией:



При сближении антипротона с атомом гелия происходит переход внешнего электрона в возбужденное состояние (при  $R \rightarrow \infty$  оно переходит в состояние  $\bar{p} + \text{He}^*$ ). Антипротон на короткое время оказывается в связанном состоянии. Далее это состояние стабилизируется в результате испускания электрона. По природе реакция (12) близка к диэлектронной рекомбинации, известной в физике плазмы. В западной литературе она была названа "захватом, происходящим на резонансах Фешбаха". Авторам неизвестны расчеты этой реакции. Грубая оценка для сечения реакции (12) такова:

$$\sigma_c \sim 10^{-17} \text{ см}^2, \quad (13)$$

что на порядок выше результатов из [57–59]. Оценка (13) согласуется с экспериментами [62] с "мюонной бутылкой" при низких давлениях  $p = 6$  торр в смесях  $\text{He} + \text{H}_2$ .

Из приведенных рассуждений заключаем, что для охлаждения антиводорода предпочтительнее применять не гелий, а неон.

Согласно теореме [63], облако заряженных частиц в ловушке будет устойчиво при идеальной аксиальной

симметрии. В ловушке Иоффе–Притчарда [64] такая симметрия отсутствует, поэтому проблема устойчивости антипротон–позитронной плазмы в неоднородном магнитном поле такой ловушки требует специального исследования. Следует ожидать, что любые отклонения от аксиальной симметрии вызовут постепенное дрейфовое расплывание плазмы в поперечном к магнитному полю направлении. Первые результаты такого исследования устойчивости плазмы в ловушке Иоффе–Притчарда обнадеживают и указывают на устойчивость плазмы благодаря существованию в поле этой ловушки устойчивых траекторий заряженных частиц.

Естественно ожидать, что получение антиводорода откроет новые области исследований. Кроме проверки СРТ-инвариантности здесь можно указать проверку принципа эквивалентности для антивещества [3, 4, 16, 21, 22], т.е. того, падает ли антиводород с тем же ускорением, что и водород. Отметим, что такие опыты с антипротонами поставить невозможно, поскольку силы, вызванные случайными электрическими полями, намного превосходят гравитационную силу. Гравитационные опыты с антиводородом детально пока не разработаны, некоторые предложения даны в [65–68]. В частности, в [65] предложено измерить равновесное распределение плотности атомов по высоте ловушки и по формуле Больцмана определить отсюда величину ускорения силы тяжести для антиводорода.

Может возникнуть возражение, что, поскольку СРТ-инвариантность означает симметрию между веществом и антивеществом, то отсюда следует, что вещество и антивещество в поле Земли падают с одинаковыми ускорениями, т.е. принцип эквивалентности проверять не нужно. Такое утверждение, однако, неверно. СРТ-инвариантность означает, что это преобразование производится не над отдельным телом, а над всей Вселенной в целом. Выполнимость СРТ означает, что ускорение будет прежним, если антивещество падает на анти-Землю. Тут требуется оговорка, так как для выполнимости последнего утверждения требуется, чтобы гравитационное поле, описывающееся тензором второго ранга (спин равен двум), было СРТ-инвариантным и перенормируемым. Однако известно, что это поле неперенормируемо.

То, что СРТ-теорема применяется ко всей Вселенной, видно из простого примера. Рассмотрим изолированный сосуд с газом, в котором имеется пылинка. Исследуем выполнимость для этой системы Т-инвариантности (для простоты), что еще называют обратимостью. При движении пылинки на нее действует сила Стокса, вызванная вязкостью, и поэтому пылинка тормозится и останавливается. Уравнение движения пылинки, записанное с учетом этой силы, явным образом необратимо, т.е. нарушает Т-инвариантность. На опыте это выражается в том, что если в какой-то момент времени ( $t = 0$ ) обратить скорость пылинки на противоположную, то она не будет ускоряться, чего требует, на первый взгляд, Т-инвариантность, а будет снова тормозиться. Ошибка такого рассуждения состоит в том, что для проверки Т-инвариантности при  $t = 0$  следует обратить на противоположные и скорости всех молекул в сосуде. Тогда пылинка будет ускоряться, т.е. Т-инвариантность выполняется. Однако в реальных условиях такой опыт поставить невозможно, поскольку нельзя добиться идеальной тепловой и механической изоляции сосуда. Даже очень слабое воздей-

ствие на сосуд извне с учетом ляпуновской неустойчивости траекторий сталкивающихся молекул приведет к экспоненциальному росту отклонений от этих траекторий. В результате, даже если удастся обратить скорость всех молекул в сосуде, пылинка все равно будет тормозиться. Любопытно, что эти нетривиальные обстоятельства с самого начала учитываются в уравнениях Навье – Стокса, которые необходимо использовать при решении задачи о движении пылинки. Подробно современный взгляд на проблему наблюдаемой в природе необратимости изложен в книге [69].

На этом вводная часть статьи завершается, переходим к детальному обсуждению физики получения холодных атомов антиводорода.

## 2. Радиационная рекомбинация.

### Стандартная теория

Данный раздел носит вспомогательный характер и служит фактически введением к разделу 3. Его цель состоит в том, чтобы на качественном уровне разобраться в особенностях процесса радиационной рекомбинации в случае нулевого магнитного поля ( $H = 0$ ). После этого станет более понятной довольно сложная физика процесса радиационной рекомбинации в сильном магнитном поле.

Рассмотрим сначала радиационную рекомбинацию (РР)

$$e^+ + \bar{p} \rightarrow \bar{H}_{nl} + \gamma \quad (14)$$

в высоковозбужденные ридберговские состояния

$$n \gg 1. \quad (15)$$

Наибольший интерес для получения антиводорода представляет случай низкой энергии позитрона

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2} = \frac{v^2}{2} \ll 1, \quad (16)$$

к которому применимо приближение Крамерса [70–72]. Медленный позитрон захватывается антипротоном при прицельных параметрах

$$\rho \sim \frac{n^{2/3}}{v} \quad (17)$$

и угловых моментах

$$l \sim n^{2/3} \ll n, \quad (18)$$

что характерно для дальнодействующей кулоновской силы притяжения между этими частицами. Далее позитрон, двигаясь по траектории близкой к параболе, приближается к антипротону на расстояние

$$r_m \sim n^{4/3}, \quad (19)$$

разгоняясь до кинетической энергии

$$\varepsilon_k \sim n^{-4/3}. \quad (20)$$

Находясь в этой области в течение времени

$$t_0 \sim \frac{r_m}{\sqrt{\varepsilon_k}} \sim n^2,$$

позитрон испытывает наибольшее на всей траектории ускорение, испускает фотон с частотой

$$\omega = \frac{p^2}{2} + \frac{1}{2n^2} \approx \frac{1}{2n^2} \sim \frac{1}{t_0} \quad (21)$$

и оказывается захваченным на сильно вытянутую кеплеровскую эллиптическую орбиту с энергией связи

$$I_n = \frac{1}{2n^2}, \quad (22)$$

размером большей полуоси

$$R_n = n^2 \quad (23)$$

и эксцентриситетом  $e$ :

$$1 - e \approx \frac{l^2}{2n^2} \sim n^{-2/3} \ll 1. \quad (24)$$

В соответствии с квантовомеханическим "золотым" правилом Ферми [53, 73] сечение радиационной рекомбинации (14) в состояние ( $nl$ ) равно

$$\sigma_R(nl) = \frac{4\omega^3}{3c^2v} (2l+1)d^2, \quad (25)$$

$$d^2 = \frac{1}{2l+1} \sum_m |\mathbf{r}_{fi}|^2, \quad (26)$$

$$\mathbf{r}_{fi} = \langle nlm | \mathbf{r} | \mathbf{p} \rangle.$$

Полное сечение радиационной рекомбинации определяется выражением

$$\sigma_R = \sum_{nl} \sigma_R(nl) = \sum_n \frac{4\omega^3}{3c^2v} B \approx \int \frac{4\omega^3 n^3}{3c^2v} B d\omega, \quad (27)$$

$$B = \sum_l (2l+1)d^2. \quad (28)$$

В (27) использовано правило суммирования

$$\sum_n = \int dn = \int n^3 d\omega, \quad (29)$$

справедливое в области (15).

Из (20), (21) и (15) заключаем:

$$\omega \ll \varepsilon_k. \quad (30)$$

Вместе с (15) это обеспечивает применимость классической электродинамики [74], согласно которой

$$\sigma_R = \int \frac{16\pi}{3\sqrt{3}c^3v^2} \frac{d\omega}{\omega} \quad (31)$$

(отметим, впрочем, что (30) следует из (15), поэтому в действительности (15) является единственным приближением). Сравнивая (27) и (31), находим необходимое в дальнейшем выражение для квадрата матричного элемента перехода:

$$B = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\omega^4 n^3 v}. \quad (32)$$

Сечения радиационной рекомбинации в состояния  $(nl)$  и  $n$  равны

$$\sigma_R(nl) = \frac{2\pi(2l+1)Q}{3c^3v^2n^{7/3}}, \quad (33)$$

$$\sigma_R(n) = \sum_l \sigma_R(nl) = \frac{4\omega^3 B}{3c^3v} = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}c^3\omega n^3 v^2}. \quad (34)$$

Здесь

$$Q = [\phi'(z)]^2 + z\phi^2(z) = \frac{d(\phi\phi')}{dz},$$

$$z = l^2(2n)^{-4/3},$$

$\phi(z)$  — функция Эйри, определенная как [74, 75]:

$$\phi(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dt \cos \left( zt + \frac{1}{3} t^3 \right). \quad (35)$$

Из (25) и (33) заключаем, что в приближении Крамерса

$$d^2 = \frac{2^{17/3}\pi n^{11/3}}{v} Q. \quad (36)$$

Внутри позитронной плазмы имеется электрическое поле, которое может ионизировать образовавшиеся атомы. Вследствие экранировки компонента электрического поля  $E_{||}$ , параллельная магнитному полю, мала. Позитроны замагничены, движутся вдоль силовых линий магнитного поля, движение их в поперечном направлении затруднено. По этой причине экранировка в поперечном направлении отсутствует, поперечное электрическое поле отлично от нуля. Типичное его значение в условиях опытов

$$E_\perp \sim 30 \frac{B}{\text{см}}. \quad (37)$$

Это поле разрушает образовавшийся атом, если

$$E_\perp R_n > \frac{1}{2n^2},$$

т.е. при

$$n > n_c \approx 100. \quad (38)$$

В системе отсчета, связанной с движущимся атомом, имеется электрическое поле

$$E_L \sim \frac{v_T}{c} H \sim 3 \frac{B}{\text{см}}.$$

Поскольку  $E_L < E_\perp$ , то ионизация, вызванная этим полем (лоренцева ионизация), несущественна в состояниях  $n < n_c$ , устойчивых по отношению к  $E_\perp$ .

Из (27), (32) и (38) заключаем, что полное сечение радиационной рекомбинации равно

$$\sigma_R = \frac{32\pi\Lambda}{3\sqrt{3}c^2v^2}, \quad (39)$$

где

$$\Lambda = \sum_{n < n_c} \frac{1}{n(1+n^2v^2)} \approx \ln n_1,$$

$$n_1 = \min \left( n_c; \frac{1}{\sqrt{T}} \right).$$

При  $n \gg 1$  формула (34) совпадает с квантовомеханическим результатом [76]. При  $n = 1$  из (34) получаем

$$\sigma_R(1) = Ac^{-3}v^{-2}, \quad A = 19,3,$$

в то время как в точной формуле  $A = 15,4$  [77, 53]. Итак, даже при  $n = 1$  формула (34) дает хороший результат. Что касается погрешности выражения (39), то она логарифмическая и составляет  $\sim 1/\Lambda$ .

Коэффициент радиационной рекомбинации (в единицах СГСЭ)

$$\alpha_r = \langle v\sigma_R \rangle = \frac{32\sqrt{2\pi}\alpha r_e^2 c^2 \Lambda}{3\sqrt{3}v_{Te}} \quad (40)$$

для максвелловского распределения позитронов при температурах плазмы

$$T = 10^{-4}, \quad 10^{-2}, \quad 1 \text{ эВ}$$

составляет соответственно

$$\alpha_r = 1 \times 10^{-10}, \quad 1 \times 10^{-11}, \quad 1 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}.$$

В формуле (40)  $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ ,  $r_e = e^2/(mc^2)$ ,  $m$  — масса электрона,  $v_{Te} = \sqrt{T/m}$ ,  $\Lambda = \ln(E_0/T)^{1/2}$ .

### 3. Влияние магнитного поля на радиационную рекомбинацию

В отсутствие магнитного поля ( $H = 0$ ) процесс радиационной рекомбинации характеризуется двумя характерными масштабами: радиусом Томсона  $R_T = e^2/\epsilon_k$  и радиусом Бора  $a_0 = \hbar^2/(m_e e^2)$ . Последний естественным образом возникает при рассмотрении радиационной рекомбинации на нижние уровни  $n \sim 1$ : такие переходы вносят основной вклад в  $\sigma_R$ . Позитрон, движущийся по траектории с прицельным параметром

$$\rho = (r_m R_T)^{1/2},$$

приближается к антiproтону на наименьшее расстояние  $r_m$ , после чего с вероятностью, близкой к 1, удаляется на бесконечность. С некой малой вероятностью  $W_R$  на этой траектории происходит радиационная рекомбинация на уровне  $n \sim 1$ , поэтому

$$r_m \sim R_n \sim a_0, \quad \sigma_R \sim \pi \rho^2 W_R.$$

В области  $r \sim r_m \sim 1$  позитрон движется со скоростью  $\sim 1$ , ускорением  $\sim 1$  в течение времени  $t_0 \sim 1$  и излучает с интенсивностью [74]

$$I \sim \frac{(\ddot{\mathbf{d}})^2}{c^3} \sim \frac{1}{c^3}.$$

Он испускает фотон с частотой  $\omega \sim 1/t_0$  с вероятностью

$$W_R \sim I \frac{t_0}{\hbar\omega} \sim \frac{1}{c^3} \sim \alpha^3,$$

где  $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ . Следовательно, в соответствии с (34)

$$\sigma_R \sim \alpha^3 a_0 R_T \sim c^{-3} v^{-2}.$$

Переходы на уровни  $n \gg 1$  дают в эту формулу дополнительный множитель  $\Lambda \sim 2-3$ .

В присутствии магнитного поля появляется третий характерный масштаб — радиус Лармора, который характеризует циклотронное движение позитрона

$$r_H = \frac{v_\perp}{\omega_H} \sim 500, \quad (41)$$

где  $\omega_H = eH/(m_e c) \sim 10^{-5}$  — частота Лармора. Здесь и далее численные оценки делаются для типичных экспериментальных значений, определенных выражением (2), а также

$$T \sim 10 \text{ K}, \quad n_{e^+} \equiv n_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}. \quad (42)$$

При таких условиях выполняются соотношения

$$r_H \gg a_0, \quad R_T \gg a_0,$$

поэтому возможны только два предельных случая

$$a_0 \ll R_T \ll r_H, \quad (43)$$

$$a_0 \ll r_H \ll R_T. \quad (44)$$

Результаты, полученные в разделе 2, относятся к случаю (43), характерному для обычной горячей плазмы. Магнитное поле в этом случае очень слабо влияет на процесс радиационной рекомбинации [78]. В опытах с антиводородом выполняется условие (44). Такая плазма обладает рядом необычных свойств, резко отличающих ее от горячей плазмы. Такую плазму далее будем называть "сверхзамагнеченной плазмой" (СЗП), имея в виду, что термин "замагнеченная плазма" уже занят и обозначает случай [79, 80]

$$\frac{\omega_H}{v_e} \gg 1, \quad r_H \gg R_T, \quad (45)$$

где  $v_e = v_{ee} + v_{ei}$  — полная частота столкновений позитронов в процессах  $e^+ + e^+$ ,  $e^+ + \bar{p}$ . Отметим, что в рассматриваемых экспериментах плазма идеальная

$$f = \frac{e^2 n_e^{1/3}}{T} \ll 1, \quad (46)$$

поэтому

$$\frac{v_e}{\omega_H} = \frac{r_H}{R_T} f^3 \ll 1,$$

т.е. условие (45) заведомо выполнено, если выполнено условие (44).

Здесь уместно пояснить, что в отличие от нашего случая в методе электронного охлаждения пучков [81–83] имеют дело с неидеальной плазмой, что объясняется малостью типичных значений температуры продольного движения электронов.

Малость лармировского радиуса (44) означает, что магнитное поле существенно меняет картину парных столкновений частиц в СЗП. Частицы движутся вдоль силовых линий магнитного поля (ось  $z$ ), как бусинки, нанизанные на струны. Характерная длина свободного движения частицы (длина свободного пробега)

$$\lambda \sim \frac{1}{n_e R_T^2}.$$

Вследствие (46)

$$\frac{\lambda}{R_T} \gg 1,$$

т.е. столкновения происходят редко и, в основном, частицы движутся свободно.

Рассмотрим столкновение позитрона с антипротоном. Из-за большой массы последний можно считать неподвижным и покоящимся в начале координат. В цилиндрических координатах  $(z, r, \varphi)$  лагранжиан позитрона, движущегося в однородном магнитном поле  $\mathbf{H}$  и электрическом поле антипротона  $\mathbf{E}$ , имеющего заряд  $z_0 = 1$ , имеет вид

$$L_0 = \frac{1}{2} \dot{r}^2 + \frac{1}{2} \dot{z}^2 + \frac{1}{2} r^2 \dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2} \omega_H r^2 \dot{\varphi} + \frac{z_0}{\sqrt{r^2 + z^2}}, \quad (47)$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\varphi$  — азимутальный угол ( $\tan \varphi = y/x$ ). Согласно (47), сохраняется канонический момент

$$L = \frac{\partial L_0}{\partial \dot{\varphi}} = \frac{1}{2} \omega_H r^2 + r^2 \dot{\varphi} = \text{const} \quad (48)$$

и энергия

$$E = \frac{1}{2} p_r^2 + \frac{1}{2} p_z^2 + u(r, z) = \text{const}, \quad (49)$$

где

$$u(r, z) = \frac{1}{2} \left( \frac{L}{r} - \frac{1}{2} \omega_H r \right)^2 - \frac{z_0}{\sqrt{r^2 + z^2}} \quad (50)$$

— эффективная потенциальная энергия,  $p_r = \dot{r}$ ,  $p_z = \dot{z}$ .

При  $t \rightarrow -\infty$  траектория позитрона, сталкивающегося с антипротоном, описывается уравнениями

$$\begin{aligned} x &= r_0 + r_H \cos(\omega_H t + \varphi_0), \\ y &= -r_H \sin(\omega_H t + \varphi_0), \\ z &= v_{||} t. \end{aligned} \quad (51)$$

Рассчитывая  $\dot{\varphi}$  из (51), и, сравнивая результат с (48), получаем соотношение

$$L = \frac{1}{2} \omega_H (r_0^2 - r_H^2) = \text{const}, \quad (52)$$

которое связывает момент  $L$  с положением центра начальной орбиты позитрона  $r_0$ .

Формулы (49), (50) описывают двумерное движение позитрона в полуплоскости  $(r, z)$  ( $r > 0, -\infty < z < +\infty$ ). При больших значениях параметра  $r_0$

$$r_0 \gg \rho_0, \quad \rho_0 = z_0^{1/3} (\omega_H)^{-2/3} \sim 2000, \quad (53)$$

позитрон выполняет в плоскости  $(r, z)$  колебательно-поступательные движения по лармировской орбите (рис. 4 и 5).

Отметим, что  $\rho_0 = (r_H^2 R_T)^{1/3}$ , поэтому

$$r_H \ll \rho_0 \ll R_T. \quad (54)$$

В случае (53) позитрон совершает дрейф в скрещенных полях  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  со скоростью (естественно, это следует

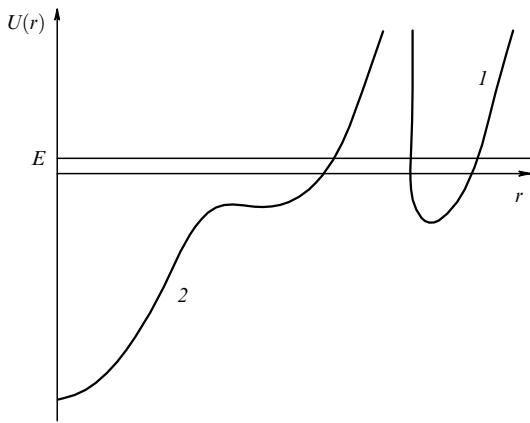


Рис. 4. Эффективный потенциал  $u(r,z)$  как функция от  $r$  при фиксированном  $z$ . Кривая 1 — случай  $r_0 \gg \rho_0$ , кривая 2 — случай  $r_0 \sim \rho_0$ .

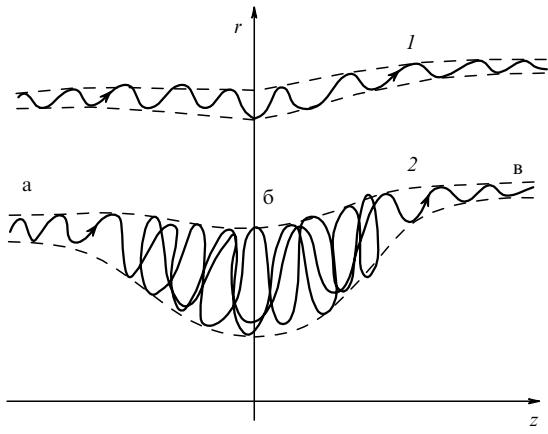


Рис. 5. Траектории позитрона в поле антипротона в сверхзамагнченной плазме. Кривая 1 — случай  $r_0 \gg \rho_0$ , кривая 2 — случай  $r_0 \sim \rho_0$ .

из уравнений (48), (49))

$$\mathbf{v}_D = \frac{c(\mathbf{E} \times \mathbf{H})}{H^2}, \quad (55)$$

что приводит к смещению центра лармировской орбиты на величину

$$\delta \mathbf{r} = \frac{2z_0}{\omega_H v_{||} r_0} \hat{\phi}, \quad (56)$$

где  $\hat{\phi}$  — единичный вектор азимутального направления. Отметим, что в дальнем столкновении (53) с точностью [32]

$$\sim \exp\left(-a \frac{r_0}{\rho_0}\right), \quad a \sim 1, \quad (57)$$

сохраняется адиабатический инвариант [32, 79]:

$$I_0 = \frac{v_{\perp}^2}{H} \approx \text{const}. \quad (58)$$

В рассматриваемых опытах [3, 4, 21] магнитное поле в пределах позитронного облака весьма однородное

$$\frac{\Delta H}{H} < 10^{-4}, \quad (59)$$

что необходимо для обеспечения устойчивости облака позитронов, поэтому из (58) следует

$$v_{\perp}^2 \approx \text{const}. \quad (60)$$

В случае

$$r_0 \leq \rho_0 \quad (61)$$

картина столкновения резко меняется [84]: по достижении области "б" (рис. 5) движение позитрона становится стохастическим. Позитрон движется сначала в области "а", совершая лармировское движение. Попадая в "ящик б", он практически полностью "забывает" через какой вход ("а" или "в") он в него попал. Из "ящика б" он уходит в "отверстия" "а" и "в" приблизительно с равной вероятностью 1/2. Адиабатический инвариант (58) не сохраняется в этом случае, поэтому в результате столкновения скорость  $v_{\perp}$  и радиус лармировской орбиты  $r_H$  существенно изменяются:

$$\Delta v_{\perp} \sim v_{\perp} \sim v, \quad \Delta r_H \sim r_H. \quad (62)$$

Здесь было учтено сохранение энергии

$$\Delta(v^2) = 0, \quad v^2 = v_{\perp}^2 + v_{||}^2. \quad (63)$$

Из сохранения момента (52) следует, что в случае (61)

$$r_0 \Delta r_0 = r_H \Delta r_H, \quad \Delta r_0 \sim \frac{r_H^2}{\rho_0}. \quad (64)$$

Движение позитрона внутри "ящика б" стохастическое. Чтобы выйти из него, согласно (64), позитрон должен "попасть" в площадку величиной

$$S_e \sim \rho_0 \Delta r_0 \sim r_H^2$$

на поверхности "ящика б", площадь которой составляет

$$S_b \sim \rho_0^2.$$

Следовательно, позитрон совершает внутри "ящика б" число колебаний порядка

$$N_0 \sim \frac{S_b}{S_e} \sim \left( \frac{R_T}{r_H} \right)^{2/3} \sim \frac{(z_0 \omega_H)^{2/3}}{T}, \quad (65)$$

после чего вылетает либо через выход "в", либо вход "а" приблизительно с равной вероятностью ( $\approx 1/2$ ). Характерные кинетическая энергия  $K_0$  и скорость  $v_0$  позитрона внутри "ящика б" составляют

$$K_0 \sim \frac{z_0}{\rho_0}, \quad v_0 \sim \frac{z_0}{\rho_0^{1/2}} \sim (z_0 \omega_H)^{1/3}. \quad (66)$$

Время нахождения частицы в ящике порядка

$$\tau_c \sim \frac{\rho_0}{v_0} N_0 \sim \frac{z_0^{2/3}}{\omega_H^{1/3} T}, \quad (67)$$

а скорость (вероятность в единицу времени) рекомбинации с антипротоном порядка

$$\lambda_G \equiv \alpha_{\text{eff}} n_e \sim \rho_0^2 v_T n_e W_R. \quad (68)$$

Здесь  $\alpha_{\text{eff}}$  — константа рекомбинации,  $v_T = \sqrt{T}$  — тепловая скорость позитронов,

$$W_R \sim \sigma_R(v_0) v_0 n_{\text{eff}} \tau_c \quad (69)$$

— вероятность рекомбинации захваченного в "ящик б" позитрона,  $n_{\text{eff}} \sim 1/\rho_0^3$  — эффективная концентрация позитронов в ящике,  $\sigma_R(v_0)$  — сечение радиационной рекомбинации при скорости позитрона  $v_0$ . Согласно (39)

$$\sigma_R(v_0) = \sigma_R(v_T) \frac{v_T^2}{v_0^2}.$$

Отсюда и из (65)–(69) заключаем:

$$\alpha_{\text{eff}} \sim \alpha_r \sim v_T \sigma_R(v_T), \quad (70)$$

где  $\alpha_r$  определена формулой (40), а  $\sigma_R(v)$ , формулой (39).

Итак, захваченный в "ящик б" позитрон имеет много возможностей ( $\sim N_0$ ) для радиационной рекомбинации. Однако позитрон здесь движется с большой скоростью и поэтому сечение рекомбинации мало. В результате взаимной компенсации этих эффектов в плазме с параметрами (44)

$$\frac{\alpha_{\text{eff}}}{\alpha_r} \sim 1. \quad (71)$$

Конечно, в обычной плазме (43)

$$\frac{\alpha_{\text{eff}}}{\alpha_r} = 1. \quad (72)$$

В общем случае это отношение является функцией безразмерного параметра

$$\frac{r_H}{R_T} = \frac{T}{T_1}, \quad T_1 = (z_0 \omega_H)^{2/3}. \quad (73)$$

Этот параметр составлен из двух характерных масштабов из соотношений (43) и (44), которые характеризуют классическое движение позитрона в "ящике б".

Итак, в общем случае

$$\frac{\alpha_{\text{eff}}}{\alpha_r} = F\left(\frac{T}{T_1}\right). \quad (74)$$

Согласно (71), (72),

$$F(0) \sim 1, \quad F(\infty) = 1$$

(во избежание недоразумений заметим, что здесь имеются в виду значения аргумента, определенного в формуле (74): так, нулевому аргументу соответствует  $H = \infty$ ). Зависимость (74) согласуется с данными эксперимента [85] по радиационной рекомбинации на голых ионах в системах электронного охлаждения ионных пучков — кулерах, в сильном магнитном поле (отметим, что для ионов, имеющих на орбитах электроны, преобладает механизм диэлектронной рекомбинации).

Для ионов  $C^{6+}$  ( $z_0 = 6$ ) в поле  $H = 0,042$  Т из (73) получаем  $T_1 = 0,003$  эВ, что согласуется с рис. 1б из статьи [85]. Из этого рисунка следует также, что

$$F(0) \approx 2, \quad F(\infty) = 1. \quad (75)$$

Итак, вследствие стохастического движения позитрона в столкновениях с антiproтоном с прицельными

параметрами (61) коэффициент рекомбинации  $\alpha_{\text{eff}}$  в интересующих нас опытах по получению холдного антиводорода будет в два раза выше, чем рассчитанный по формуле (40).

Представляет значительный интерес теоретический расчет функции  $F$ , что может быть сделано по методу Монте-Карло.

#### 4. Стимулированная радиационная рекомбинация

Стимулированная радиационная рекомбинация (CPP) обсуждается в [86–89], где предложено для ускорения радиационной рекомбинации применить эффект стимулированного излучения

$$\bar{p} + e^+ + N\hbar\omega \rightarrow \bar{H}_{nl} + (N+1)\hbar\omega, \quad (76)$$

который возникает, когда позитрон рекомбинирует с антiproтоном в поле лазерного луча. В данном разделе рассмотрено состояние исследований по CPP, представлены детали кинетики этого процесса. Обсуждается эффект диффузной ионизации образовавшихся атомов лазерным лучом, который ранее не учитывался.

Вероятность CPP на одном антiproтоне в единицу времени (скорость CPP) согласно "золотому" правилу Ферми равна (см. приложение I):

$$\lambda_S(nl) = \frac{2Iv}{3c} d^2 n_e f(v)(2l+1). \quad (77)$$

Здесь  $I$  — интенсивность лазерного луча (энергия луча, переносимая через единицу площади в единицу времени),  $d^2$  — квадрат дипольного момента перехода позитрона, определенный формулой (26),  $v, p = m_e v$  — скорость и импульс позитрона в начальном состоянии,

$$f(v) = \frac{1}{(2\pi T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2T}\right) \quad (78)$$

— максвелловская функция распределения позитронов по скоростям. В (77), (78) подразумевается выполненным резонансное условие (21), в котором теперь  $\omega$  — частота лазера.

Поле лазера приводит не только к рекомбинации, образованию атомов антиводорода, но и к их разрушению в результате обратного к (76) процесса — ионизации лазерным полем (рис. 6), происходящей со скоростью

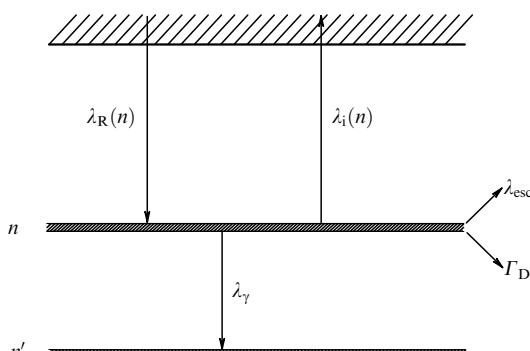


Рис. 6. Схема кинетики стимулированной радиационной рекомбинации.

$\lambda_i(nl)$ . По принципу детального равновесия эта скорость связана со скоростью (77) соотношением

$$\frac{\lambda_S(nl)}{\lambda_i(nl)} = n_e f(v)(2l+1). \quad (79)$$

Суммирование скорости (77) по  $l$  с использованием формул (28), (32) дает полную скорость стимулированной радиационной рекомбинации на уровень атома антиводорода с главным квантовым числом  $n$ :

$$\lambda_S(n) = \frac{8\pi I n_e f(v)}{3\sqrt{3} c \omega^4 n^3}. \quad (80)$$

Соответствующие сечения рекомбинации позитрона на антипротоне в поле лазерного луча даются выражениями

$$\sigma_S(nl) = \frac{\lambda_S(nl)}{n_e v}, \quad \sigma_S(n) = \frac{\lambda_S(n)}{n_e v}. \quad (81)$$

Отношение сечений стимулированной рекомбинации (81) и обычной (спонтанной) радиационной рекомбинации (33), (34) называется коэффициентом лазерного усиления рекомбинации [87]:

$$G = \frac{I c^2 f(v) v}{2 \omega^3}. \quad (82)$$

В эксперименте [90] на электронном кулере с использованием CO<sub>2</sub>-лазера исследовалась стимулированная радиационная рекомбинация на уровень  $n = 12$  атомам водорода и получен коэффициент усиления

$$G_{\text{exp}} = 4790 \pm 2830. \quad (83)$$

Энергия электронов составляла

$$\bar{\varepsilon}_k = 23,3 \text{ мэВ} \equiv \bar{\varepsilon}, \quad (84)$$

а интенсивность лазерного луча

$$I = 500 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} = 10^{-13} \text{ а.е.} \quad (85)$$

Функция  $f(v)$  связана с вероятностью

$$dW = f(v) d^3v, \quad d^3v = dv_x dv_y dv_z$$

электрону иметь скорость в интервале  $d^3v$ . Для прямоугольного распределения по энергии  $\varepsilon_k$  вида

$$dW = \frac{1}{\Delta\varepsilon} \Theta\left(\bar{\varepsilon} + \frac{1}{2}\Delta\varepsilon - \varepsilon_k\right) \Theta\left(\varepsilon_k - \bar{\varepsilon} + \frac{1}{2}\Delta\varepsilon\right) d\varepsilon_k \quad (86)$$

в формуле (82) следует положить

$$f(v) \rightarrow \frac{1}{4\pi\Delta\varepsilon}, \quad (87)$$

после чего она примет вид

$$G = A \frac{\bar{\varepsilon}}{\Delta\varepsilon}, \quad A = \frac{I c^2}{8\pi\bar{\varepsilon}\omega^3}. \quad (88)$$

Из (84), (85), (88) следует

$$A = 2. \quad (89)$$

При значении  $\bar{\varepsilon}/\Delta\varepsilon \sim 2$  (этот параметр в статье [90] не приведен) из (88) получаем

$$G_{\text{theor}} \sim 4. \quad (90)$$

В эксперименте [91] с использованием лазера на красителе производилась посадка электронов на уровень  $n = 2$  водорода, и установлен коэффициент усиления

$$G_{\text{exp}} \sim 60, \quad (91)$$

пересчитанный на значение  $I = 20 \text{ МВт см}^{-2}$ , в предположении о прямо пропорциональной зависимости сечения рекомбинации от интенсивности лазера (как в формулах (81)). Температуры поперечного к направлению магнитного поля движения электронов в кулере и продольного составляли, соответственно,

$$T_\perp = 0,11 \text{ эВ}, \quad T_\parallel = 0,45 \text{ мэВ}.$$

Для такого двухтемпературного распределения электронов

$$f(v) = \frac{1}{2\pi T_\perp \sqrt{2\pi T_\parallel}} \exp\left(-\frac{v_\perp^2}{2T_\perp} - \frac{v_\parallel^2}{2T_\parallel}\right)$$

при  $T_\parallel \ll T_\perp$  в (82) следует положить

$$f(v) v \rightarrow \frac{1}{2\pi T_\perp} \exp\left(-\frac{v_\perp^2}{2T_\perp}\right) \sim 100,$$

которая дает теоретическое значение коэффициента

$$G_{\text{theor}} \sim 1. \quad (92)$$

Отметим, что в обоих экспериментах выполнялось условие (43), поэтому влияние магнитного поля на рекомбинацию было пренебрежимо малым.

Согласно [89], причиной резкого рассогласования между значениями (83), (90) и (91), (92) является неправильное предположение о том, что стимулированная радиационная рекомбинация происходит из состояний непрерывного спектра электронов (в интересующем нас случае — позитронов).

В стационарном состоянии плазмы плотность электронов около протона выше, чем средняя плотность  $n_e$ . Избыток плотности дают электроны, находящиеся в высоковозбужденных ридберговских состояниях в поле протона. Например, в случае плазмы, в которой доминирующим процессом релаксации к равновесию являются столкновения, расчет [92] по методу Монте-Карло дает дополнительный фактор, связанный с указанным увеличением плотности

$$F_d \sim 45. \quad (93)$$

Домножая на этот множитель теоретический результат (92), приходим к согласию теории (92) и эксперимента (91). Однако, как видно из (83) и (90), теория по-прежнему резко не согласуется с данными [90]. По нашему мнению [59], объяснение состоит в том, что в опытах [90] поле лазера вызвало диффузию электрона по ридберговским состояниям, что меняет всю картину рекомбинации. Этот стохастический, диффузионный режим движения электрона по ридберговским уровням осуществляется, когда интенсивность лазера превосходит пороговое

значение [93]

$$I > I_D, \quad I_D = \frac{2 \times 10^{10}}{n^8} \text{ Вт см}^{-2}. \quad (94)$$

Для уровня  $n = 12$

$$I_D = 50 \text{ Вт см}^{-2},$$

что меньше интенсивности лазера в опыте [90] (формула (85)). Характерное время диффузионной ионизации образовавшихся в состояниях  $n = 12$  атомов водорода ( $\sim 30$  нс) превышает длительность лазерных импульсов в опытах [90] ( $\sim 0,1$  нс). Значит, образовавшиеся атомы не успевают разрушаться, однако поток атомов на уровень  $n = 12$  велик вследствие быстрой диффузии электронов из континуума. Несмотря на большое наблюдаемое значение коэффициента усиления (83), применение для получения атомов антиводорода импульсного лазера, как в опытах [90], нецелесообразно из-за того, что львиную долю времени луч такого лазера выключен. При переходе же к лазеру постоянного режима при сохранении интенсивности луча на уровне (85) образовавшиеся атомы будут быстро разрушаться по механизму диффузионной ионизации. При снижении интенсивности до пороговой величины  $I_D$  (и ниже), когда становится справедливой изложенная выше линейная теория ионизации, согласно (90), коэффициент усиления снижается до величины  $G < 0,4$ , т.е. становится меньше единицы, а значит, стимулированная радиационная рекомбинация становится менее эффективной, чем обычная спонтанная. Теория стохастической ионизации атомов лазерным полем еще далека от завершения [94–96]. По этой причине до сих пор нет даже качественного понимания процессов, связанных со стимулированной радиационной рекомбинацией на ридберговские уровни с большими главными квантовыми числами. Ниже мы ограничимся обсуждением подкритической области интенсивностей лазера

$$I < I_D. \quad (95)$$

Прежде всего необходимо изучить эволюцию атомов после стимулированной лазером рекомбинации в начальное возбужденное состояние  $(nl)$ . Скорость радиационного перехода  $\lambda_\gamma$  (см. рис. 6)

$$\bar{H}_{nl} \rightarrow \bar{H}_{n'l'} + \gamma$$

во все возможные состояния  $n'l'$  равна [71, 97]

$$\lambda_\gamma(nl) = \frac{4}{\pi\sqrt{3}c^3n^3l^2}. \quad (96)$$

Из (18) и (96) заключаем, что типичное значение  $\lambda_\gamma$  для атомов, образовавшихся в состояниях  $n \sim 12$ , порядка

$$\lambda_\gamma \sim 5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}. \quad (97)$$

Вследствие правила отбора для дипольного излучения

$$l' = l \pm 1$$

основной вклад в скорость радиационных переходов (96) дают переходы в состояния

$$n' \approx l' \approx l \ll n.$$

Время  $\tau_{\text{esc}}$ , за которое образовавшийся атом покидает позитронную плазму с характерным для экспериментов [3, 4] радиусом

$$R \sim 0,5 \text{ см}, \quad (98)$$

порядка

$$\tau_{\text{esc}} = \frac{R}{v_{\bar{H}}} \sim 0,5 \times 10^{-5} \text{ с}, \quad (99)$$

поэтому

$$\lambda_{\text{esc}} = \frac{1}{\tau_{\text{esc}}} \sim 2 \times 10^5 \text{ с}^{-1}. \quad (100)$$

Теперь необходимо оценить, насколько значительно успевает изменяться орбитальное квантовое число в образовавшихся состояниях  $n \sim 12$  атомов за время радиационной релаксации (99) в результате штарковских переходов

$$\bar{H}_{nl} + e^+ \rightarrow \bar{H}_{n'l'} + e^+. \quad (101)$$

В плазме с параметрами (42) и при  $n \sim 12$  скорость штарковских переходов равна [59, 98, 99]

$$\Gamma_D = \frac{3n^2 n_e \Lambda^2}{\Lambda_1} \sqrt{\frac{2\pi}{T}} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}. \quad (102)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Lambda &= \ln \left( r_D \frac{v_T}{n} \right), \quad \Lambda_1 = \ln n, \\ r_D &= \sqrt{\frac{T}{4\pi n_e e^2}} \sim 0,03 \text{ см} \end{aligned} \quad (103)$$

— дебаевский радиус плазмы,

$$v_T = \sqrt{T} \text{ а.е.} = 10^6 \text{ см с}^{-1}$$

— тепловая скорость позитронов. Физический смысл  $\Gamma_D$  состоит в том, что за характерное время  $1/\Gamma_D$  любое начальное распределение атомов по орбитальным моментам релаксирует к равновесному, так называемому "статистическому"

$$W_{\text{st}}(l) = \frac{2l+1}{n^2}. \quad (104)$$

Из (97), (100), (102) и кинетической схемы, представленной на рис. 6, заключаем, что начальное распределение атомов по  $l$  практически не изменяется и, кроме того, за время вылета атомов из плазмы радиационное деворождение успевает практически завершиться.

Поток атомов из плазмы (число атомов, вылетающих из плазмы в единицу времени) равен

$$J_{\bar{H}} = \lambda_{\bar{H}} N_{\bar{p}},$$

где  $N_{\bar{p}}$  — стационарное число антiproтонов в объеме плазмы,

$$\lambda_{\bar{H}} = \sum_l \frac{\lambda_S(nl) \lambda_\gamma(nl)}{\lambda_\gamma(nl) + \lambda_i(nl)} \equiv \lambda_{\text{SRR}} \quad (105)$$

— скорость (вероятность в единицу времени) образования атомов на одном антипротоне. В формуле (105) учтена вероятность

$$W_S = \frac{\lambda_\gamma}{\lambda_\gamma + \lambda_i}$$

стабилизации атома в результате радиационного девордажения. С вероятностью  $1 - W_S$  образовавшийся атом ионизируется лазерным полем.

При низких интенсивностях лазера

$$\lambda_i \ll \lambda_\gamma, \quad W_S \approx 1,$$

поэтому из (105) следует

$$\lambda_{SRR} \approx \lambda_S(n).$$
 (106)

Отсюда и из (80) видно, что  $\lambda_{SRR} \sim I$ . В переходной области интенсивностей, когда  $\lambda_i \sim \lambda_\gamma$ , наступает насыщение скорости рекомбинации.

Из приведенных ранее формул для  $\lambda_i$  и  $\lambda_\gamma$  легко убедиться, что это насыщение наступает как раз при  $I \sim I_D$ . Наконец, при  $I \gg I_D$   $\lambda_i \gg \lambda_\gamma$ , поэтому формула (105) с учетом (79) сводится к выражению

$$\lambda_{SRR} = \frac{8 \ln(n)}{\pi \sqrt{3} c^3 n^3} f(v) n_e, \quad (107)$$

т.е. при  $I \rightarrow \infty$  скорость рекомбинации стремится к константе (эффект насыщения [89]). Однако это относится к закритической области (94), в которой, как говорилось выше, формулы линейной по интенсивности лазера теории становятся неверными (это относится и к (107)) и для которой в настоящее время надежная теория отсутствует. Ясно, однако, что вследствие быстрой диффузионной ионизации  $\lambda_{SRR}$  в области (94) падает с ростом интенсивности лазера. При  $I \sim I_D$  скорость рекомбинации  $\lambda_{SRR}$  достигает максимума. Однако, как было показано ранее, скорость стимулированной рекомбинации даже при наиболее выгодном стационарном режиме работы лазера оказывается меньшей, чем скорость процесса спонтанной радиационной рекомбинации, рассмотренной в разделе 2.

Представленная теория стимулированной радиационной рекомбинации далека от завершенности. Здесь требуются дополнительные исследования.

## 5. Трехчастичная рекомбинация в сверхзамагнченной плазме

В сверхзамагнченной плазме (СЗП) с параметрами (44) магнитное поле существенно влияет на процесс трехчастичной рекомбинации (ТЧР) антипротонов с позитронами [59, 98, 100, 101]. Физическая причина этого влияния состоит в том, что в случае (44) движение позитронов поперек магнитного поля значительно подавлено, и, как следствие, оказывается подавленной рекомбинация на протонах.

Первая наиболее быстрая стадия трехчастичной рекомбинации — это образование атома Томсона



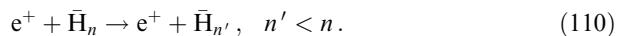
с энергией связи позитрона  $I_h \sim T$  и размером орбиты позитрона  $\sim R_T$ . В реакции (108) показан также обрат-

ный процесс — ионизация атома Томсона позитроном. Прямой и обратный процессы являются быстрыми по сравнению со всеми последующими, поэтому вблизи каждого антипротона собирается квазистационарное облако с размером  $\sim R_T$  и числом позитронов в нем

$$N^* \sim \frac{4}{3} \pi R_T^3 n_e. \quad (109)$$

При учете электрического поля  $E_\perp$ , имеющегося в плазме, понятие атома Томсона сохраняется, хотя форма орбит позитронов в нем изменяется. Как показано в [98], это электрическое поле не влияет на результирующую скорость трехчастичной рекомбинации. Причина состоит в том, что эта скорость определяется наиболее длительными процессами, происходящими на уровнях  $n \sim 30$  (см. далее). Влияние электрического поля  $E_\perp$  на эти процессы незначительно.

Второй шаг в трехчастичной рекомбинации — это дальнейшая релаксация атома в процессах перестановочных столкновений (replacement collisions) [100]:



Число  $n$  здесь не имеет прямого смысла главного квантового числа, поскольку орбиты позитрона сильно искажены магнитным полем и совсем не похожи на кеплеровские. Оно служит лишь для обозначения энергии связи атома, которая связана с ним формулой (22). Строгий смысл главного квантового числа оно приобретает лишь на нижних уровнях ( $n < 30$ ), когда позитрон движется по кеплеровским орбитам, слабо возмущенным магнитным полем. На верхних же уровнях позитрон в атоме  $\bar{H}$  движется вдоль силовой линии магнитного поля подобно бусинке, нанизанной на нитку, и находится в связанном состоянии в потенциальной яме антипротона, определенной формулой (50). Добавим еще, что рекомбинирующий позитрон большую часть времени проводит в состояниях  $n \gg 1$  и поэтому для анализа процесса рекомбинации применима классическая механика.

В реакции (110) налетающий позитрон выбивает позитрон, находящийся в связанном состоянии, характеризующимся минимальным расстоянием  $r$  до антипротона (см. формулу (50)), и садится вместо него в новое связанное состояние с меньшим расстоянием до антипротона:  $r' < r$ . В результате возникающего диффузионного движения по координате  $r$  позитрон перемещается все ближе и ближе к антипротону. Характерное значение  $r$  изменяется при этом по закону

$$\dot{r} = -\lambda_{GN} r, \quad \lambda_{GN} \sim \pi r^2 n_e v_T. \quad (111)$$

Отсюда видно, что при малых значениях  $r$  этот процесс замедляется, становится неэффективным. Причина состоит в том, что с уменьшением  $r$  налетающий позитрон должен "поразить" круг малого радиуса  $\sim \pi r^2$ , что маловероятно. В этой области основным механизмом рекомбинации (в данном случае — уменьшения  $r$ ) становится дрейфовый механизм [98]. В этом механизме налетающие позитроны пролетают на больших расстояниях  $r' \lesssim r_D$  и воздействуют на связанный позитрон своими электрическими полями  $E \sim 1/r'^2$ . В течение длительности столкновения  $\tau \sim r'/v_T$  связанный позитрон дрейфует со скоростью, определяемой формулой (55), и сдвигается в перпендикулярном к магнитному

полю направлении на расстояние, определяемое формулой (56), в которой следует произвести замены  $r_0 \rightarrow r'$ ,  $z_0 \rightarrow 1$ . Так как векторы смещения позитрона  $\delta\mathbf{r}$  ориентированы случайным образом и малы ( $\delta r \ll r$ ), связанный позитрон совершают в поперечном к магнитному полю направлении диффузионное движение с коэффициентом диффузии

$$D_{\perp} = \sqrt{\frac{\pi}{2T}} \frac{n_e c^2 A_0^2}{H^2}, \quad (112)$$

где

$$A_0 = \ln\left(\frac{1}{f}\right) \sim 2$$

— кулоновский логарифм, а параметр  $f$  определен формулой (46).

Заметим, что поперечная диффузия позитрона происходит намного медленнее релаксации его продольного (вдоль магнитного поля) движения, поэтому практически все диффундирующие к антiprotonам позитроны находятся вблизи дна (на расстоянии  $\sim T$ ) потенциальной ямы (50). Следовательно, можно считать, что  $|z| \ll r$ , а сила притяжения позитрона к антiprotonу направлена практически перпендикулярно к магнитному полю и по величине равна  $F = -1/r^2$ . Под действием этой силы позитрон одновременно с диффузией совершает направленный к антiprotonу дрейф со скоростью

$$v_D = b_{\perp} F; \quad b_{\perp} = \frac{D_{\perp}}{T}. \quad (113)$$

Здесь  $b_{\perp}$  — коэффициент поперечной подвижности. Может возникнуть сомнение в применимости соотношения Эйнштейна (113) для движения поперек магнитного поля. Однако оно легко может быть получено из обобщенного закона Ома для плазмы (см., например, [80]). Физически это означает, что плазма, удерживаемая в магнитном поле, не находится в состоянии термодинамического равновесия. Однако в результате поперечной диффузии ее частиц, происходящей в результате столкновений, взаимодействия с фотонами, излучаемыми термостатом и т.п., плазма в конце концов передаст в равновесное состояние, в котором плотность частиц распределена в поперечном направлении по формуле Больцмана, откуда непосредственно следует соотношение (113). Таким образом, для справедливости соотношения (113) достаточно лишь локального равновесия, которое практически всегда имеется в плазме. Вывести же его проще всего можно, рассматривая воображаемый, редко реализующийся в экспериментах, случай полного термодинамического равновесия.

Формула (112) была впервые получена в статье [102]. Она описывает поперечную диффузию и дрейф пробной частицы в плазме. Из закона сохранения импульса следует, что диффузионный поток для свободных электронов (или позитронов) равен нулю. В нашем же случае из-за наличия поля антiprotonа импульс позитронов не сохраняется, поэтому имеется отличный от нуля диффузионный поток позитронов на антiproton, определяющий скорость рекомбинации.

С учетом перестановочного и дрейфового механизмов расстояние между антiprotonом и захваченным его полем позитроном изменяется от начальных значений

$r \sim R_T$  до малых значений  $r$  по закону [101]:

$$\dot{r} = -\lambda_{GN} r - \frac{b_{\perp}}{r^2}. \quad (114)$$

Отсюда получаем следующее выражение для времени уменьшения  $r$  от  $r \sim R_T$  до малых значений  $r \ll R_T$ :

$$\tau_1 = \int_0^{R_T} \frac{dr}{\beta n_e v_T r^3 + b_{\perp}/r^2}, \quad (115)$$

где  $\beta \sim 1$ . Интегрирование дает результат

$$\tau_1 \sim \frac{\rho_c^3}{b_{\perp}} \sim 10^{-6} \text{ с}, \quad (116)$$

$$\rho_c = \left( \frac{b_{\perp}}{\beta n_e v_T} \right)^{1/5} \sim 10^4 \text{ а.е.} \quad (117)$$

Отметим, что основной вклад в  $\tau_1$  дают расстояния  $r \sim \rho_c$ . Причина состоит в том, что при таких  $r$  скорость изменения этой величины  $|\dot{r}|$  минимальна и поэтому движение по этой области  $r$  является наиболее медленной стадией, определяющей полное время рекомбинации. Назовем эту область первой или столкновительной лимитирующей стадией процесса рекомбинации.

Существует вторая лимитирующая стадия, которая оказывается еще более медленной и поэтому наиболее важной. Она наступает по достижении области стохастического движения позитрона

$$r \sim \rho_0, \quad n \sim n_1 = \omega_H^{-1/3} \sim 30, \quad (118)$$

где расстояние  $\rho_0$  определено формулой (53). При таких значениях  $r$  типичный размер орбиты позитрона, согласно (23),  $R_n \sim \rho_0 \sim r$ , а кулоновская сила  $F_c \sim 1/r^2$ , действующая со стороны антiprotonа на позитрон, порядка силы Лоренца  $F_L = v_0 H/c$ , где характерная орбитальная скорость позитрона  $v_0$  определена формулой (66). Смысл характерного размера  $\rho_0$  состоит в том, что при  $r > \rho_0$  доминирует ларморовское движение  $F_L \gg F_c$ : позитрон совершает быстрое поперечное вращение по маленькой окружности вокруг силовой линии магнитного поля и медленные колебания в продольном направлении в потенциальной яме (50), созданной кулоновским притяжением к антiprotonу. При  $r \ll \rho_0$  доминирует кеплерово движение ( $F_c \gg F_L$ ): позитрон обращается по кеплеровскому эллипсу с частотой  $\omega_K \sim 1/n^3 \sim 1$

$$\omega_K \sim \frac{1}{n^3} \sim R_n^{-3/2}.$$

Под действием магнитного поля этот эллипс совершает медленную ларморовскую прецессию — поворачивается как целое вокруг оси, параллельной  $\mathbf{H}$ , с угловой скоростью [74]

$$\omega_L = \frac{1}{2} \omega_H \ll \omega_K. \quad (119)$$

Эти два типа траекторий, два типа движения ( $r \gg \rho_0$ ) и ( $r \ll \rho_0$ ) отделены друг от друга промежуточной областью стохастического движения  $r \sim \rho_0$ , в которой  $F_c \sim F_L$ .

В области  $r \lesssim \rho_0$  дрейфовое приближение (55) становится несправедливым, поэтому рассмотренный ранее

дрейф позитронов к антiprotonу, определяемый формулами (112), (113), при  $r < \rho_0$  замедляется и при  $r \ll \rho_0$  прекращается. В этой области "включается" третий механизм — радиационные переходы атомов  $\bar{H}_n$  на нижние уровни ( $n \sim 1$ ).

По достижении атомом состояний  $n \sim n_1$  (см. формулу (118)) сначала "включаются" штарковские переходы (101), (102), характерная скорость которых  $\Gamma_D \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$  велика по сравнению со скоростью других процессов. В результате штарковского "перемешивания" устанавливается статистическое распределение (104) атомов по орбитальным состояниям. Дальнейшая релаксация атомов осуществляется в результате радиационных переходов в нижние ( $n \sim 1$ ) квантовые состояния, которые, согласно формулам (96), (104), происходят со скоростью

$$\Gamma_\gamma(n) = \sum_l W_{st}(l) \lambda_\gamma(nl) = \frac{8 \ln n}{\pi \sqrt{3}} (c^3 n^5)^{-1}. \quad (120)$$

Характерное время этой последней радиационной стадии релаксации атомов порядка

$$\tau_2 = \frac{1}{\Gamma_\gamma(n_1)} \sim 2 \times 10^{-4} \text{ с}. \quad (121)$$

Полное время рекомбинации позитронов (от атома Томсона  $r \sim R_T$  до нижних состояний  $n \sim 1$ ) составляет

$$\tau_R = \tau_1 + \tau_2 \approx \tau_2. \quad (122)$$

Таким образом, лимитирующей стадией процесса полной (до состояний  $n \sim 1$ ) рекомбинации являются радиационные переходы

$$n \sim 30 \rightarrow n \sim 1. \quad (123)$$

Число атомов антиводорода, образующихся в единице времени на одном антiprotonе (скорость трехчастичной рекомбинации) равно

$$\lambda_{TBR} = \frac{N^*}{\tau_R} \approx \frac{N^*}{\tau_2} = \frac{4}{3} \pi \frac{n_e}{T^3 \tau_2}. \quad (124)$$

Необычной особенностью является линейная зависимость этой скорости от плотности позитронов. Причина состоит в том, что при типичных условиях экспериментов (2), (42) процессы, происходящие на верхних уровнях атомов антиводорода, квадратично зависящие от плотности, происходят чрезвычайно быстро. Скорость же полной рекомбинации определяется, как уже говорилось, наиболее длительной стадией — радиационными переходами, скорости которых не зависят от плотности.

## 6. Сравнение эффективности механизмов рекомбинации

В предыдущих разделах получены формулы для скоростей наиболее существенных в холодной плазме механизмов рекомбинации атомов антиводорода:  $\lambda_R$  — радиационной (спонтанной),  $\lambda_{SRR}$  — стимулированной радиационной и, наконец,  $\lambda_{TBR}$  — трехчастичной. Несмотря на приближенный характер некоторых из этих формул, их точности вполне достаточно для анализа и планирования

экспериментов. В данном разделе будут приведены простые практические формулы, по которым можно быстро рассчитать скорости указанных процессов.

Число атомов  $J_{\bar{H}}$ , рождающихся в плазме в единицу времени, определено в конце раздела 4, однако теперь  $\lambda_{\bar{H}}$  — полная скорость рекомбинации:

$$\lambda_{\bar{H}} = \lambda_R + \lambda_{SBR} + \lambda_{TBR}. \quad (125)$$

Согласно (39), (40) и с учетом дополнительного множителя 2, полученного в разделе 3,

$$\lambda_R = 4 \times 10^{-3} \frac{\bar{n}}{\sqrt{T}} \text{ с}^{-1}. \quad (126)$$

По этому механизму атомы образуются преимущественно в нижних состояниях ( $n \sim 1$ ). Здесь и далее иногда будут применяться приведенные параметры:

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \frac{n_e}{n_0}; \quad \bar{T} = \frac{T}{T_0}; \\ \bar{H} &= \frac{H}{H_0}; \quad \bar{R} = \frac{R}{R_0}; \\ \bar{L} &= \frac{L}{L_0}; \quad \bar{I} = \frac{I}{I_D}; \\ \bar{P} &= \frac{P}{P_0}, \end{aligned} \quad (127)$$

где  $R$ ,  $L$  — радиус и длина позитронного облака,  $I$  — интенсивность CO<sub>2</sub>-лазера (если применяется стимулированная рекомбинация на уровнях  $n = 1$  или 12),  $P$  — мощность тепловыделения, поставляемая в позитронную плазму тормозящимися в ней антiprotonами. В формулы (127) входят типичные для экспериментов по получению атомов антиводорода параметры:

$$\begin{aligned} n_0 &= 10^8 \text{ см}^{-3}, \quad T_0 = 10 \text{ К}, \\ H_0 &= 3 \text{ Тл}, \quad R_0 = 0,5 \text{ см}, \quad L_0 = 10 \text{ см}, \\ I_D &= 50 \text{ Вт см}^{-2}, \quad P_0 = 3 \times 10^{-11} \text{ Вт}. \end{aligned} \quad (128)$$

Обсудим теперь стимулированную радиационную рекомбинацию на уровне  $n \approx 12$  с применением CO<sub>2</sub>-лазера, работающего в постоянном режиме. Согласно анализу, проведенному в разделе 4,

$$\lambda_{SRR} \sim 2 \times 10^{-2} \frac{\bar{n}}{\bar{T}^{3/2}} g(I) \text{ с}^{-1}, \quad (129)$$

где  $g(I) = \bar{I}/(1 + \bar{I})$ .

Здесь учтен дополнительный множитель 2 (см. раздел 3), а также коэффициент из формулы (93). Следует иметь в виду, что при  $\bar{I} > 1$ , как было объяснено в конце раздела 4, формула (129) дает завышенный результат.

Согласно выражению (124),

$$\lambda_{TBR}^{(g)} \sim \frac{5\bar{n}}{\bar{T}^3} \frac{1}{(1 + 0,01/\bar{n})} \text{ с}^{-1} \quad (130)$$

где индекс  $g$  указывает, что речь идет об атомах в основном состоянии. Последний множитель в (130) учитывает то обстоятельство, обсуждавшееся в разделе 5, что при

$$\bar{n} < 0,01 \quad (n_e < 10^6 \text{ см}^{-3})$$

соотношение  $\tau_2 > \tau_1$  меняется на противоположное ( $\tau_2 < \tau_1$ ), и поэтому лимитирующей стадией рекомбинации становится столкновительная стадия, соответствующая диффузии позитрона по области  $r \sim \rho_0$ .

В течение времени (121) радиационного перехода (123) возбужденные (в состояниях  $n \sim 30$ ) атомы преодолевают расстояние  $l \sim 20$  см. Поскольку  $l \gg R$ , то в действительности из плазмы вылетают атомы антиводорода в состоянии  $n \sim 30$ . При этом согласно (38) они не разрушаются электрическим полем. Эти атомы должны быть удержаны в ловушке Иоффе–Пritchарда и охлаждены, как обсуждалось во введении. Следовательно, оценка (130) не имеет отношения к делу, а фактическая скорость трехчастичного образования атомов определяется формулой (124), в которой  $\tau_R$  следует заменить не на  $\tau_2$ , а на  $\tau_1$  (см. выражение (116)). Окончательно получаем:

$$\lambda_{\text{TBR}} \approx \frac{N^*}{\tau_1} \sim 500 \frac{\bar{n}^2}{H^{0.8} T^{3.3}} \text{ с}^{-1}. \quad (131)$$

Из сравнения скоростей (126), (129) и (131) видно, что при  $T < 100$  К доминирует трехчастичная рекомбинация.

## 7. Замедление и остановка антипротонов в позитронной сверхзамагнченной плазме

В эксперименте ATRAP в настоящее время применяется вставная (nested) ловушка Пеннинга (см. рис. 3). После уменьшения глубины потенциальных ям А, С антипротоны проникают в позитронное облако и останавливаются в нем. В опытах ATHENA используется ловушка Пеннинга–Мальмберга с профилем потенциала на оси, представленном на рис. 7. Антипротоны накапливаются в зоне А. После уменьшения глубины потенциальной ямы  $\varphi_A - \varphi_B$  антипротоны, "скатываясь" с потенциальной горки В, попадают в позитронное облако С. После каждого прохождения сквозь это облако они теряют часть энергии и, наконец, останавливаются в нем. Высоту потенциальной "горки"  $\varphi_C - \varphi_B$  в экспериментах можно менять.

Прежде чем приступить к анализу процесса остановки антипротонов, заметим, что свойства позитронного облака во многих отношениях подобны свойствам обычной квазинейтральной плазмы, плазмы с компенсирую-

щими друг друга положительными и отрицательными зарядами. В англоязычной литературе однокомпонентная плазма (ее называют еще униполярной [103]) известна как "nonneutral plasma" [35, 36, 63, 104–106]. Такая плазма удерживается при помощи внешних магнитного и электрического полей. Суммарное поле в плазме складывается из внешнего и собственного полей. Последнее возникает в результате перераспределения зарядов, возникающего при действии на них внешнего электрического поля. В сильном магнитном поле заряды движутся только вдоль силовых линий магнитного поля. По этой причине суммарное продольное электрическое поле внутри плазмы отсутствует ( $E_{||} = 0$ ). Оно отлично от нуля только в торцевых областях плазмы с толщиной порядка дебаевского радиуса. Если в некоторой области внутри однокомпонентной плазмы произвести возмущение распределения зарядов, то возникнет отличное от нуля электрическое поле ( $E_{||} \neq 0$ ), под действием которого возникнут затухающие по Ландау ленгмировские (плазменные) колебания с обычной плазменной частотой

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}.$$

Если в однокомпонентную плазму внести сторонний заряд, то в результате перераспределения зарядов плазмы вдоль силовых линий магнитного поля возникнет обычное дебаевское экранирование стороннего заряда. В этих свойствах видно сходство однокомпонентной и квазинейтральной плазмы.

В рассматриваемом случае сильного магнитного поля поперечное движение зарядов затруднено, поэтому суммарное поперечное электрическое поле, вообще говоря, отлично от нуля ( $E_{\perp} \neq 0$ ), что следует из того факта, что плазма в целом является заряженной. В этом отношении однокомпонентная плазма отличается от обычной. Имеются и другие многочисленные отличия сверхзамагнченной однокомпонентной плазмы от обычной, например в механизмах поперечного переноса частиц, импульса и энергии (см. ниже).

Для описания процесса торможения и остановки антипротонов необходимо знать величину силы трения  $\mathbf{F}$ , которая действует на них при движении по позитронной плазме. Для сверхзамагнченной плазмы (44) эта сила была рассчитана и обсуждалась в ряде работ [81–83, 107–110] в связи с разработками метода электронного охлаждения пучков [83]. Поскольку в работах по этой теме имеются некоторые разногласия как в формулах для силы трения, так и в их физической интерпретации, ниже воспроизводятся необходимые детали указанных расчетов и даны некоторые пояснения, позволяющие установить строгие формулы.

Основные приближения, принимаемые в расчетах [81–83, 107–110], станут понятнее, если начать со случая нулевого магнитного поля  $H = 0$ . Электрический потенциал неподвижного антипротона равен (в этом разделе  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, отсчитанный от антипротона):

$$\varphi(r) = -\frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) = \varphi_0 + \varphi_1. \quad (132)$$

Здесь

$$\varphi_0 = -\frac{1}{r}, \quad \varphi_1 = \frac{1}{r} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) \right] \quad (133)$$

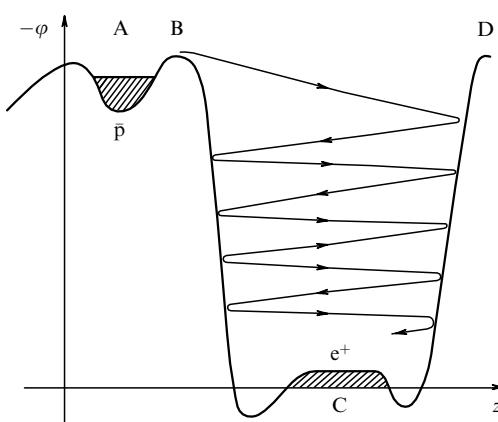


Рис. 7. Профиль потенциала на оси ловушки в эксперименте ATHENA:  $\varphi_B \sim -20$  В,  $\varphi_C \sim -1$  В (оба потенциала можно менять).

— соответственно, потенциалы собственного поля антiproтона и окружающего его позитронного облака. Отметим, что вследствие (46)

$$r_D \sim f^{-3/2} R_T \gg R_T, \quad (134)$$

что дополняет соотношения (44). В идеальной плазме, удовлетворяющей соотношению (46), флюктуации потенциала (132) малы, поскольку он создается большим количеством позитронов

$$N_D \sim n_e r_D^3 \sim f^{-3/2} \gg 1. \quad (135)$$

Естественно, электрическое поле

$$\mathbf{E}_1 = -\nabla\varphi_1 \quad (136)$$

позитронного облака в точке нахождения антiproтона ( $\mathbf{r} = 0$ ) равно нулю, поэтому на него не действует никакая сила:  $\mathbf{F}_c = 0$ , где

$$\mathbf{F}_c = -\mathbf{E}_1(0). \quad (137)$$

Когда антiproтон начинает двигаться со скоростью  $\mathbf{u}$  (везде далее  $u \ll c$ ), позитронное облако слегка смещается назад и превращается в "хвост", движущийся вместе с антiproтоном. В этом случае  $\mathbf{E}_1(0) \neq 0$  и поэтому появляется ненулевая сила трения  $\mathbf{F}_c$ , направленная в сторону, противоположную  $\mathbf{u}$ .

Полная сила трения, действующая на антiproton,

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_p \quad (138)$$

состоит из двух слагаемых [111–113]: обсуждавшегося выше коллективного  $\mathbf{F}_c$ , а также слагаемого  $\mathbf{F}_p$ , возникающего при парных столкновениях позитронов с антiproтонами. Эти столкновения происходят на расстояниях  $r < \bar{r} = n_e^{-1/3}$ , на которых коллективное приближение (136) нарушается, другими словами, становятся существенными флюктуации потенциала позитронов  $\varphi_1$ :

$$|\Delta\varphi_1| \sim \frac{1}{R_T} \gg \varphi(\bar{r}) \sim \frac{1}{r_D}.$$

В обычной плазме с параметрами (43) оба вклада в  $F$  сравнимы:

$$F_p \sim \ln\left(\frac{\bar{r}}{r_0}\right), \quad F_c \sim \ln\left(\frac{r_D}{\bar{r}}\right),$$

$$F = F_p + F_c \sim \ln\left(\frac{r_D}{r_0}\right).$$

В наиболее важном для нас случае (44) и при движении антiproтона вдоль магнитного поля

$$\mathbf{u} \parallel \mathbf{H}, \quad u_\perp = 0, \quad u_\parallel = u \quad (139)$$

столкновительное слагаемое  $F_p$  обращается в нуль и трение полностью определяется коллективными эффектами. Причина заключается в "замораживании", отсутствии в случае (44) у позитрона поперечного движения, т.е. в практически строгом сохранении адиабатических инвариантов (58), (60). Вследствие этого "замораживания" движение фактически является одномерным и только продольная часть энергии позитрона  $\varepsilon_\parallel = v_\parallel^2/2$  может меняться. Действительно, рассмотрим парное столкновение позитрона с антiproтоном, имеющим скорость с компонентами

$$\mathbf{u} = (u_\parallel, \mathbf{u}_\perp)$$

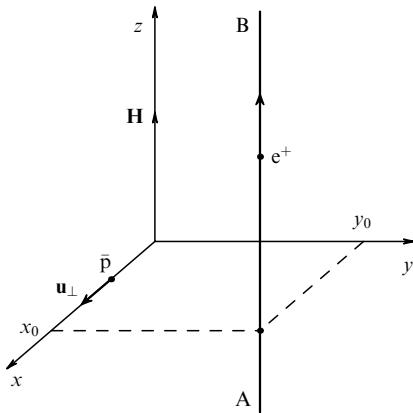


Рис. 8. Геометрия столкновения позитрона с антiproтоном. АВ — траектория позитрона. Антiproтон движется вдоль оси  $x$ .

в системе отсчета, движущейся вдоль направления магнитного поля  $\mathbf{H}$  (ось  $z$ ) со скоростью  $u_\parallel$ . Ось  $x$  направим вдоль вектора  $\mathbf{u}_\perp$  (рис. 8). Уравнение движения позитрона имеет вид

$$\ddot{z} = -\frac{z}{[(x_0 - u_\perp t)^2 + y_0^2 + z^2]^{3/2}}, \quad (140)$$

где  $x_0, y_0$  — поперечные координаты позитрона, которые можно считать фиксированными вследствие малости ларморовского радиуса. При  $u_\perp = 0$  правая часть уравнения (140) не зависит от времени, поэтому полная энергия позитрона сохраняется. Отсюда заключаем, что его кинетические энергии до и после столкновения равны, передачи энергии и импульса антiprotonу равны нулю, а значит, средняя (по времени) сила, действующая на антiproton со стороны позитронов, также равна нулю.

В общем случае, когда  $u_\perp \sim |u_\parallel|$ , столкновительное и коллективное слагаемые в силе трения сравнимы по величине, а сама сила трения равна [107, 108, 110]

$$\mathbf{F} = -\frac{\sqrt{2} n_e \Lambda u}{\sqrt{\pi} v_T^3} \mathbf{R}, \quad (141)$$

$$\mathbf{R} = \int d\Omega_k \frac{\hat{k}(\hat{k}\hat{u})}{|\hat{k}_z|} \exp\left[-\frac{(\hat{k}\mathbf{u})^2}{2T\hat{k}_z^2}\right], \quad (142)$$

где  $v_T = \sqrt{T}$ ,  $\hat{u} = \mathbf{u}/u$ ,  $\Lambda = \ln(r_D/R_T) \sim 2$ .

В выражении (142) производится интегрирование по направлениям единичного вектора  $\hat{k} = \mathbf{k}/k$ .

Для анализа торможения антiproтонов в облаке позитронов в условиях рассматриваемых в данной работе экспериментов достаточно рассмотреть случай

$$u \ll v_T,$$

для которого из (141), (142) получаем ( $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ )

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= F_\parallel \mathbf{h} + \mathbf{F}_\perp, \\ F_\parallel &= -\frac{u_\parallel}{b_\parallel}, \quad b_\parallel = \frac{v_T^3}{2\sqrt{2\pi} n_e \Lambda}, \\ \mathbf{F}_\perp &= -\frac{2\sqrt{2\pi} n_e \Lambda}{v_T^2} A_1 \mathbf{u}_\perp. \end{aligned} \quad (143)$$

Здесь  $\Lambda_1 = \ln(v_T/u)$ ,  $\mathbf{u}_\perp = \mathbf{u} - \mathbf{h}(\mathbf{h}\mathbf{u})$  — компоненты скорости антiproтона, перпендикулярная к магнитному полю.

Согласно (143) торможение антiproтона в плазме описывается уравнением

$$M \frac{du}{dt} = -\frac{2\sqrt{2\pi} n_e \Lambda}{v_T^3} u, \quad (144)$$

где  $M$  — масса протона. Отсюда следует, что длина торможения антiproтона в плазме равна

$$L_s = \frac{M v_T^3 u_0}{2\sqrt{2\pi} \Lambda n_e} = 500 \frac{\bar{T}^{3/2} \bar{E}_p^{1/2}}{\bar{n}} \text{ см}. \quad (145)$$

Здесь  $u_0$  — начальная скорость антiproтона,  $E_p = M u_0^2 / 2$  — его начальная энергия,  $\bar{E}_p = E_p / E_0$ ,  $E_0 = 20$  эВ — типичная начальная энергия инжектируемых в позитронную плазму антiproтонов. Из (144) следует также, что типичное время торможения антiproтонов составляет  $\sim 10$  с (в качестве температуры взяты оценки (233), (241), полученные в разделе 14).

Ниже полученные здесь результаты будут использованы при анализе конкретных экспериментов.

## 8. Продольная диффузия остановленных антiproтонов. Время их удержания в позитронном облаке

В разделе 7 уже говорилось, что внутри позитронного облака  $E_{||} \approx 0$ , т.е.  $\varphi \approx \text{const}$ . Исключение составляют области на торцах плазмы толщиной  $\sim r_D$ , где  $E_{||} \neq 0$ .

Внутри плазмы на антiproton сила не действует и поэтому он совершает вдоль магнитного поля броуновское движение с коэффициентом диффузии

$$D_{||} = \frac{v_T^5}{2\sqrt{2\pi} n_e \Lambda}. \quad (146)$$

Формула (146) следует из соотношения Эйнштейна

$$D_{||} = b_{||} T$$

и выражения (143) для продольной подвижности антiproтона.

Рассчитаем время удержания (нахождения) антiproтонов в плазме. Внутри нее он останавливается приблизительно с равной вероятностью на каждом ее участке:

$$w(z, t=0) = \begin{cases} \frac{1}{L}, & |z| < \frac{L}{2}, \\ 0, & |z| > \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (147)$$

где  $t = 0$  — момент остановки,  $dW = w(z, t) dz$  — вероятность нахождения антiproтона на интервале  $(z, z + dz)$  в момент времени  $t$ . Плотность вероятности  $w(z, t)$  подчиняется уравнению

$$\frac{\partial w}{\partial t} = D_{||} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}. \quad (148)$$

Достигнув торцов плазмы, где  $E_{||} \neq 0$ , антiproton выталкивается из нее, поэтому имеем граничное условие

$$w\left(z = \pm \frac{L}{2}, t\right) = 0. \quad (149)$$

Выталкивание отрицательного антiproтона из положительного позитронного облака может на первый взгляд показаться странным. Причина становится понятной, если вспомнить, что для удержания позитронной плазмы требуется внешнее электрическое поле. На рисунках 3 и 7 изображены профили суммарного электрического потенциала вдоль осей ловушек (сумма внешнего потенциала и собственного, созданного зарядами плазмы). На торцах позитронного облака на эти частицы действует сила, возвращающая их обратно в облако — в противном случае облако не удерживалось бы в ловушке. Это означает, что антiproton, оказавшийся в торцевой области с размером порядка дебаевского радиуса, будет вытолкнут из позитронного облака (в области А и С на рис. 3).

Из (147)–(149) получаем

$$w(z, t) = \frac{4}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-D_{||} K_n^2 t) \varphi_n(z),$$

$$\varphi_n(z) = (-1)^n \frac{\cos(K_n z)}{K_n},$$

$$K_n = \frac{\pi(2n+1)}{L}.$$

Вероятность нахождения антiproтона в плазме в момент времени  $t$  равна:

$$n(t) = \int_{-L/2}^{L/2} w(z, t) dz = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (150)$$

$$\tau = \frac{L^2}{\pi^2 D_{||}} = 2 \times 10^{-4} \frac{\bar{L}^2 \bar{n}}{\bar{T}^{5/2}} \text{ с}. \quad (151)$$

Из (150) заключаем, что если поток антiproтонов в позитронную плазму (число антiproтонов, останавливающихся в ней в единицу времени) равен  $J_{\bar{p}}(t)$ , то число антiproтонов плазмы  $N_{\bar{p}}(t)$  в момент  $t$  будет списываться уравнением

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dt} = -\frac{1}{\tau} N_{\bar{p}} + J_{\bar{p}}(t). \quad (152)$$

## 9. Поперечная диффузия антiproтонов. Время эволюции распределения антiproтонов в плазме. Эффекты дрейфового вращения позитронного облака

Антiproтоны представляют собой "пробную" частицу в позитронном облаке. Радиус ларморовской орбиты антiproтона мал,

$$r_{H\bar{p}} \sim 5 \times 10^{-4} \text{ см} \ll r_D,$$

поэтому его диффузия в поперечном направлении описывается теорией [102] и формулой (112). В разделе 7 было показано, что продольное электрическое поле  $E_{||}$  в плазме пренебрежимо мало, но существует радиальное поле ( $E_\perp \neq 0$ ), созданное как позитронами, так и внешними электродами удерживающей ловушки. Рассмотрим для простоты случай

$$n_e = \text{const}, \quad (153)$$

для которого

$$E_{\perp} = 2\pi n_e r, \quad (154)$$

где в данном разделе  $r$  — расстояние до оси ловушки. В результате дрейфового движения (55) плазма на расстоянии  $r$  от оси ловушки вращается с угловой скоростью

$$\Omega = \frac{v_D}{r} = \frac{2\pi n_e c}{H} = \text{const}, \quad (155)$$

т.е. она вращается, как твердое тело. В результате действия трения (143) антипротон стремится остановиться в плазме, но центробежная сила

$$f = M\Omega^2 r,$$

действующая на него, вызывает радиальный дрейф антипротона. Эволюция плотности антипротонов  $n(r, t)$  описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j), \\ j &= \frac{D_{\perp}}{T} f n - D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r}. \end{aligned} \quad (156)$$

Равновесное распределение антипротонов  $n_0(r)$  получается из уравнения  $j = 0$  и имеет вид:

$$n_0(r) = n(0) \exp \left( -\frac{M\Omega^2 r^2}{2T} \right). \quad (157)$$

Антипротоны дрейфуют в радиальном направлении со скоростью

$$\dot{r} = \frac{D_{\perp}}{T} f = \frac{D_{\perp} M\Omega^2}{T} r.$$

Отсюда следует, что время релаксации любого начального распределения к равновесному (157) равно

$$\tau_r = \frac{T}{D_{\perp} M\Omega^2} \sim 50 \text{ с}. \quad (158)$$

Из сравнения времен продольной (151) и поперечной (158) диффузии заключаем, что радиальным дрейфом остановленных в плазме антипротонов можно пренебречь.

## 10. Процессы, сопровождающие остановку антипротонов в облаке позитронов.

### Поперечный и продольный перенос тепла в сверхзамагниченной плазме

Рассмотрим для определенности типичные эксперименты в рамках проекта ATHENA [3]. В позитронное облако (см. рис. 7) с частотой повторения 100 Гц инжектируются импульсы антипротонов по  $10^5$  частиц в каждом из них.

Типичная начальная кинетическая энергия входящих в позитронную плазму антипротонов порядка

$$E_{\bar{p}} = e(\varphi_C - \varphi_B) \sim 20 \text{ эВ}.$$

Совершив несколько колебаний (см. рис. 7), все антипротоны останавливаются в плазме. Таким образом,

2\*

поток антипротонов в плазму составляет

$$J_{\bar{p}} = 10^7 \text{ с}^{-1} = 2 \times 10^{-10} \text{ а.е.}, \quad (159)$$

а типичная мощность тепловыделения в ней —

$$P = E_{\bar{p}} J_{\bar{p}} = 3 \times 10^{-11} \text{ Вт} = 1,5 \times 10^{-10} \text{ а.е.} \quad (160)$$

Распределение температуры плазмы  $T(\mathbf{r}, t)$  описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \chi_{||} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \chi_{\perp} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{q - q_c}{n_e C_p}. \quad (161)$$

Здесь  $C_p = 5/2$  — теплоемкость на один позитрон,  $q(\mathbf{r}, t) = P/V$  — удельная мощность тепловыделения,  $V = \pi R^2 L$  — объем позитронной плазмы,  $q_c$  — удельная мощность потерь энергии плазмой в результате циклотронного излучения. Кроме того, в уравнение (161) входят коэффициенты температуропроводности плазмы:

$$\begin{aligned} \chi_{||} &= \frac{\chi_{||}}{n_e C_p} \sim 3 \times 10^{-5} \frac{\bar{T}^{5/2}}{\bar{n}} \text{ а.е.}, \\ \chi_{\perp} &= \frac{\chi_{\perp}}{n_e C_p}, \end{aligned} \quad (162)$$

здесь  $\chi_{||}$ ,  $\chi_{\perp}$  — коэффициенты продольной и поперечной теплопроводности плазмы. Первый из них не зависит от магнитного поля и совпадает с коэффициентом теплопроводности плазмы в отсутствие магнитного поля [79, 80, 113]. Из (161) и (162) следует, что время релаксации температуры в продольном направлении порядка

$$\tau_{||} \sim \frac{L^2}{4\chi_{||}} \sim 10^{-4} \frac{\bar{L}^2 \bar{n}}{\bar{T}^{5/2}} \text{ с}. \quad (163)$$

Поперечный перенос тепла в сверхзамагниченной плазме (СЗП) с параметрами (44), (46), (134) рассчитан в работе [104]. Поскольку расчет в [104] довольно сложен, поясним качественно физический механизм поперечной теплопроводности в СЗП (см. также приложение II).

Рассмотрим столкновение двух позитронов в СЗП, которое описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{p}}_1 &= \omega_H (\dot{\mathbf{p}}_1 \times \mathbf{h}) + \frac{\mathbf{p}}{\rho^3}, \\ \ddot{\mathbf{p}}_2 &= \omega_H (\dot{\mathbf{p}}_2 \times \mathbf{h}) - \frac{\mathbf{p}}{\rho^3}, \end{aligned} \quad (164)$$

где  $\mathbf{p}_1$ ,  $\mathbf{p}_2$  — радиус-векторы позитронов,  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ . После отделения движения центра масс  $\mathbf{R} = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2$  получаем систему уравнений

$$\ddot{\mathbf{p}} = \omega_H (\dot{\mathbf{p}} \times \mathbf{h}) + \frac{2\mathbf{p}}{\rho^3}, \quad \ddot{\mathbf{R}} = \omega_H (\dot{\mathbf{R}} \times \mathbf{h}). \quad (165)$$

В случае (44)  $r_H \ll R_T$  и поэтому из уравнений (165) следует, что с хорошей точностью движение позитронов можно рассматривать как одномерное

$$\begin{aligned} \ddot{z} &= \frac{2z}{\rho^3}, & \rho &= (r^2 + z^2)^{1/2}, \\ z &= \rho_{1z} - \rho_{2z}, & \dot{z}_0 &= \text{const}, \end{aligned} \quad (166)$$

где  $r = |\mathbf{p}_{1\perp} - \mathbf{p}_{2\perp}| \approx \text{const}$  — прицельный параметр столкновения,  $z_0 = (\rho_{1z} + \rho_{2z})/2$ . Интегрируя первое из уравнений (166), получаем закон сохранения продольной части энергии позитронов

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{1}{4} \dot{z}^2 + \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} = \text{const}. \quad (167)$$

Отсюда следует, что в столкновениях с прицельными параметрами

$$r < \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}} \quad (168)$$

позитроны обмениваются кинетической энергией, как биллиардные шарики при лобовом ударе:

$$(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \rightarrow (\varepsilon'_1 = \varepsilon_2, \varepsilon'_2 = \varepsilon_1),$$

где  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon'_1, \varepsilon'_2$  — начальные и конечные кинетические энергии позитронов в лабораторной системе отсчета. В дальних же столкновениях  $r > 1/\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$  энергии частиц не меняются

$$(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \rightarrow (\varepsilon'_1 = \varepsilon_1, \varepsilon'_2 = \varepsilon_2).$$

Отсюда заключаем, что если поперечный перенос тепла определяется парными столкновениями, то из (168) следует:

$$\kappa_{\perp} \sim n_e^2 R_T^4 v_T. \quad (169)$$

Соотношение (169) противоречит экспериментам (см. обзор [105]): наблюдаемые значения поперечной теплопроводности оказываются гораздо выше.

Причина данного противоречия состоит в неправильности предположения о преобладании парных столкновений в переносе тепла: в сверхзамагниченной плазме поперечный перенос энергии (теплопроводность) и импульса (вязкость) практически полностью определяются коллективными эффектами. Оба сталкивающихся позитрона переносят вслед за собой свои дебаевские облака (см. раздел 7). Их взаимодействие простирается на расстояния  $\sim r_D$  и длится  $\tau_D \sim r_D/v_T \sim 1/\omega_p$ , где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$  — плазменная частота.

Пусть температура меняется только вдоль поперечной координаты  $x$ . Плотность потока энергии через плоскость  $x = 0$  равна

$$q = q_+ - q_-, \quad (170)$$

где  $q_+$  — плотность потока энергии из области  $x < 0$  в область  $x > 0$ .

В свою очередь тепло  $q_-$  переносится сверху вниз. Из вышеизложенной качественной картины следует, что  $q_+$  и  $q_-$  определяются главным образом взаимодействием двух слоев плазмы, расположенных в координатных областях:

$$0 < x < r_D \text{ (верхний слой)}, \\ -r_D < x < 0 \text{ (нижний слой)}.$$

Пусть температуры этих слоев равны  $T_+$  и  $T_-$ , соответственно, а тепловые скорости позитронов в них

$v_+ = \sqrt{T_+}$  и  $v_- = \sqrt{T_-}$ . Очевидно,

$$\Delta T = T_+ - T_- \sim r_D \frac{dT}{dx}. \quad (171)$$

Число позитронов в каждом слое равно

$$N_{\bar{p}} = S r_D n_e, \quad (172)$$

где  $S$  — площадь поверхности  $x = 0$ , разделяющей эти слои. Позитроны замагничены и движутся в каждом слое параллельно плоскости  $x = 0$  (вдоль  $\mathbf{H}$ ).

Поскольку речь сейчас идет о вкладе в  $\kappa_{\perp}$  от коллективных эффектов, то сначала нужно разбить позитроны на такие коллективы. Каждый коллектив представляет собой дебаевское облако с большим числом позитронов, определенным формулой (135). Размер таких облаков  $\sim r_D$  и поэтому их концентрация

$$n_c \sim \frac{1}{r^3 D}. \quad (173)$$

Каждый позитрон из нижнего слоя испытывает в единицу времени число взаимодействий с дебаевскими облаками верхнего слоя, равное

$$v_+ \sim n_c v_+ r_D^2. \quad (174)$$

Внутри каждого облака имеется электрическое поле (см. формулы (133))  $E_D \sim 1/r_D^2$ . При взаимодействии с одним облаком позитрону нижнего слоя передается энергия

$$\Delta \varepsilon \sim E_D r_D \sim \frac{1}{r_D}. \quad (175)$$

Отсюда и из (173), (174) получаем соотношение:

$$S q_- \sim v_+ \Delta \varepsilon N_{\bar{p}}. \quad (176)$$

Физический смысл его состоит в том, что мощность, переносимая через поверхность  $x = 0$ , сверху идет на изменение энергии частиц нижнего слоя.

Из соотношений (170)–(176) с учетом

$$q = -\kappa_{\perp} \frac{dT}{dx},$$

получаем оценки для коэффициента теплопроводности

$$\kappa_{\perp} \sim n_e v_T R_T, \quad (177)$$

и коэффициента температуропроводности из (162)

$$\chi_{\perp} \sim v_T R_T \sim v_e r_D^2, \quad (178)$$

где  $v_e = n_e v_T R_T^2$  — частота столкновений позитронов. Сравнивая "коллективный" (177) и "одночастичный" (169) результаты, заключаем, что отношение первого из них к последнему составляет

$$\sim \frac{1}{f^3} \gg 1.$$

Согласно (178), характерное время поперечной релаксации температуры порядка:

$$\tau_{\perp} \sim \frac{R^2}{4\chi_{\perp}} \sim 2 \times 10^{-4} \bar{R}^2 \sqrt{\bar{T}} \text{ с.} \quad (179)$$

Оценки (163) и (179) позволяют заключить, что перенос тепла в позитронном облаке происходит практически мгновенно, поэтому при любом воздействии на него можно считать температуру одинаковой во всех его точках:

$$T(\mathbf{r}, t) \approx T(t). \quad (180)$$

## 11. Возмущение плотности распределения позитронов

В этом разделе мы оценим возмущение плотности позитронного облака, вызываемое останавливающимися в нем антипротонными сгустками. Прежде всего заметим, что при температуре  $\sim 10$  К газовый параметр составляет

$$n_e R_T^3 \sim 10^{-4},$$

а при больших температурах этот параметр еще меньше. Следовательно, с большим запасом выполняется приближение парных столкновений. Рассмотрим отдельное столкновение позитронов.

Из второго уравнения (165) видно, что движение центра масс пары сталкивающихся позитронов не изменяется в ходе столкновения, на него не оказывает влияние взаимодействие между позитронами. По этой причине привычный закон Фика для переноса массы не справедлив в плазме, состоящей из частиц одного сорта. Перенос массы возникает только в том случае [105], если плазма вращается не как твердое тело

$$\frac{\partial \Omega}{\partial r} \neq 0, \quad (181)$$

т.е. имеется дифференциальное вращение. Из первого уравнения (165) видно, что сталкивающиеся позитроны совершают дрейфовое движение со скоростью (55) в азимутальном направлении. При наличии дифференциального вращения возникающее вязкостное трение порождает дрейф, который приводит к переносу массы в радиальном направлении: радиальная плотность потока позитронов составляет

$$j_r = \frac{c}{eHr^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^3 \eta \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right), \quad (182)$$

где  $\eta$  — коэффициент вязкости позитронной плазмы. Этот коэффициент определяется коллективными эффектами и оценивается аналогично предыдущему разделу (см. приложение II):

$$v \equiv \frac{\eta}{n_e m_e} \sim \chi_{\perp} \sim v_e r_D^2, \quad (183)$$

где  $v$  — кинематическая вязкость.

При входе антипротонного сгустка в облако позитронов сначала возникает возмущение температуры, что влечет небольшое изменение плотности позитронов. Вслед за этим меняется электрическое поле  $E_r$  и в соответствии с формулой (155) появляется дифференциальное вращение (181). Все эти явления описываются замкнутой системой уравнений: для температуры — (161), для плотности позитронов —

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r), \quad (184)$$

для угловой скорости дрейфа плазмы [105]

$$\Omega(r, t) = \frac{c}{rH} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{m_e n_e \omega_H r} \frac{\partial}{\partial r} (n_e T) \quad (185)$$

и уравнения Пуассона для электрического потенциала облака  $\phi(r, t)$ :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = -4\pi e n_e. \quad (186)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (161) можно опустить, поскольку  $L \gg R$ . Ниже будет показано, что время релаксации температуры, обусловленное циклотронным излучением, намного превышает другие характерные времена, например, время из (179). Поэтому при описании процессов, происходящих сразу после входа антипротонов в плазму, можно опустить в (161) также слагаемое с циклотронным излучением.

Период осцилляций тормозящегося в позитронном облаке сгустка антипротонов (см. рис. 3 и рис. 7) составляет  $\sim 5$  микросекунд. Из сравнения этого времени с характерными временами релаксации температур (163), (179) заключаем, что при торможении одиночного сгустка, который характерен как для эксперимента ATRAP, так и для режима "cold mixture procedure" в новейшем варианте эксперимента ATHENA (см. приложение в конце данного обзора), справедливо квазистационарное приближение, согласно которому левую часть уравнения (161) можно считать равной нулю. В проектном режиме эксперимента ATHENA [3] в секунду инжектируется  $\sim 100$  сгустков (см. начало раздела 10), поэтому квазистационарное приближение выполняется еще лучше.

Из (161) следует, что через время (179) после входа первого сгустка антипротонов в плазму температура в центре ( $r = 0$ ) позитронного облака повышается по сравнению с температурой на ее краях ( $r = R$ ) на величину

$$\Delta T \sim \frac{qR^2}{\chi_{\perp}}. \quad (187)$$

Возникающая разность давления позитронной плазмы, входящая в последнее слагаемое формулы (185), вызывает появление разности угловых скоростей на радиусе плазмы

$$\Delta \Omega \sim \frac{\Delta T}{m_e \omega_H R^2} \sim \frac{q}{m_e \omega_H \chi_{\perp}}. \quad (188)$$

Возникающее дифференциальное вращение (181) вызывает азимутальное вязкостное трение между отдельными вращающимися вокруг оси ловушки слоями плазмы. Совместное действие этих сил трения и магнитного поля приводит к радиальному дрейфу позитронов, описываемому уравнениями (182), (184):

$$j_r \sim \frac{\eta \Delta \Omega}{m_e \omega_H} \sim \frac{\eta q}{(m_e \omega_H)^2 \chi_{\perp}}. \quad (189)$$

Небольшое перераспределение плотности позитронов  $n_e$  в соответствии со (186) вызывает изменение первого

слагаемого в правой части уравнения (185). Это перераспределение происходит в течение времени

$$\tau_n \sim \frac{H^2 R^2}{c^2 \eta} \sim 10^3 \frac{\bar{H}^2 \bar{R}^2}{T} \text{ с.} \quad (190)$$

В результате этого перераспределения устанавливается новое равновесное "твёрдотельное" состояние плазмы

$$\Omega(r) = \text{const.} \quad (191)$$

Из (191), (185) и (186) получаем уравнение:

$$2\Omega = -\frac{4\pi c n_e}{H} + \frac{c}{e H r} \frac{d}{dr} \left( \frac{r}{n_e} \frac{d}{dr} (n_e T) \right). \quad (192)$$

Линеаризуем его:

$$n_e = n_0 + n_1, \quad T = T_0 + T_1.$$

Считая, что

$$|n_1| \ll n_0, \quad |T_1| \ll T_0,$$

где

$$n_0 = -\frac{\Omega H}{2\pi c e},$$

получаем уравнение для возмущения плотности позитронов  $\Delta n_e \equiv n_1$ :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dn_1}{dr} \right) - \frac{1}{r_D^2} n_1 = \frac{q}{c_p T_0 \chi_{\perp}}. \quad (193)$$

Уравнение (193) позволяет найти искомое возмущение плотности позитронов:

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} \sim \frac{q}{\chi_{\perp} e^2 n_e} \sim 5 \times 10^{-3} \frac{\bar{P} \sqrt{\bar{T}}}{\bar{n}^2 \bar{L} \bar{R}^2}. \quad (194)$$

Различные входящие сюда величины определены формулами (127).

Из оценки (194) видно, что возмущение плотности позитронов в облаке пренебрежимо мало.

## 12. Охлаждение сверхзамагнеченной плазмы в результате циклотронного излучения

Позитрон, вращающийся в магнитном поле, излучает электромагнитные циклотронные волны. Вопрос заключается в выяснении степени влияния плазменного окружения позитрона на резонансирующее излучение, в чем и состоит цель данного раздела. Ларморовские частоты отдельных позитронов находятся практически в резонансе (отличие возникает при учете релятивистских эффектов [74]), поэтому в бесстолкновительной плазме (45) может оказаться существенным эффект экранировки циклотронного излучения, который может его существенно уменьшить [114].

Позитроны в нашем случае нерелятивистские, поэтому основной вклад в излучение дает "простой" циклотронный резонанс  $n = 1$  [79, 80, 113, 115, 116]. В ближайшей к этому резонансу области частот  $\omega$  ненулевые компоненты  $\varepsilon_{z\beta}$  тензора диэлектрической проница-

емости определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} - 1 &= \varepsilon_{yy} - 1 = i\varepsilon_{xy} = -i\varepsilon_{yz} = \\ &= \frac{\omega_p^2}{2\omega(\omega - \omega_H)} F\left(\frac{\omega - \omega_H}{\sqrt{2}v_T|K_z|}\right), \\ \varepsilon_{zz} &= 1. \end{aligned} \quad (195)$$

Здесь  $\mathbf{K}$  — волновой вектор электромагнитной волны, распространяющейся по плазме. Функция  $F$  в (195) описывает доплеровский сдвиг частот циклотронных волн, испущенных позитронами, движущимися вдоль силовых линий магнитного поля (ось  $z$ ) с максвелловским распределением по  $v_{||}$ :

$$F(x) = \frac{x}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z^2} dz}{z - x - i0}. \quad (196)$$

Из (195) и (196) заключаем, что ширина циклотронного резонанса порядка

$$|\omega - \omega_H| \sim v_T K \sim \frac{v_T \omega_H}{c}, \quad (197)$$

где использовано соотношение

$$K \approx \frac{\omega}{c} \approx \frac{\omega_H}{c}. \quad (198)$$

Из (195) ясно, что

$$|\varepsilon_{xx} - 1| \sim \frac{n_e m_e c^2}{H^2} \frac{c}{v_T} \sim 0,01 \frac{\bar{n}}{\bar{H}^2 \sqrt{\bar{T}}}. \quad (199)$$

Отсюда следует, что с хорошей точностью

$$\varepsilon_{z\beta} \approx \delta_{z\beta},$$

т.е. циклотронные волны распространяются практически как электромагнитные волны в вакууме. Этим подтверждается соотношение (198), из которого следует, что длина волны в плазме составляет  $\lambda = 0,3$  см. Поскольку

$$\lambda \gg n_e^{-1/3},$$

приближение сплошной среды, принятное при выводе соотношений (195), выполняется.

Удельная мощность циклотронного излучения составляет

$$q_c = I_0 n_e, \quad (200)$$

где

$$I_0 = \frac{4e^2 \omega_H^2 T_{\perp}}{3m_e c^3} \quad (201)$$

— интенсивность циклотронного излучения свободного позитрона [74],

$$T_{\perp} = \frac{m_e \langle v_{\perp}^2 \rangle}{2}.$$

Например, если обмен энергией между продольным и поперечным (к магнитному полю) движениями позитрона отсутствует, то плазма будет остывать по закону

$$\begin{aligned} \frac{dT_{\perp}}{dt} &= -\frac{1}{\tau_0} T_{\perp}, \\ \tau_0 &= \frac{3m_e c^3}{4e^2 \omega_H^2} = \frac{0,3}{\bar{H}^2} \text{ с.} \end{aligned} \quad (202)$$

Таким образом, в рассматриваемых опытах отдельный позитрон излучает так же, как в вакууме, т.е. коллективные эффекты несущественны. Однако, как видно из (199), область параметров плазмы, в которой существенны эти эффекты, не так далека от экспериментальных. Она достигается при понижении температуры и (или) увеличении плотности плазмы. Согласно [114], в этом случае возникает эффект экранировки, уменьшающий интенсивность циклотронного излучения.

### 13. Двухтемпературная модель сверхзамагнченной плазмы (СЗП). Продольно-поперечная релаксация в СЗП

Скорость (обратное время) релаксации функции распределения к максвелловскому распределению в обычной плазме (43) равна [79, 80]:

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= \frac{n_e e^4 \Lambda_c}{m_e^{1/2} T^{3/2}} = 1,5 \times 10^{-10} \frac{\bar{n}}{\bar{T}^{3/2}} \text{ а.е.} = \\ &= 7 \times 10^6 \frac{\bar{n}}{\bar{T}^{3/2}} \text{ с,} \end{aligned} \quad (203)$$

где  $\Lambda_c = \ln(r_D/R_T)$  — кулоновский логарифм. В сверхзамагнченной плазме (44)  $R_T \gg r_H$ . В предельном случае  $\xi \rightarrow 0$ , где

$$\xi = \frac{r_H}{R_T}, \quad (204)$$

ларморовский кружок можно считать точкой по сравнению с типичным наименьшим расстоянием ( $\sim R_T$ ), на которое могут сблизиться позитроны. Это означает, что при  $\xi \rightarrow 0$  обмен энергией между продольным и поперечным движением позитронов в СЗП прекращается и соответствующие температуры  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  становятся независимыми, "отрываются" друг от друга подобно тому, как в обычной плазме (43) возможен "отрыв" электронной и ионной температур. При конечных, но малых значениях параметра (204) (именно этот случай интересен в обсуждаемых в данном обзоре экспериментах) этот обмен энергией будет медленным вследствие экспоненциально малой степени несохранения адиабатических инвариантов при медленных изменениях внешних условий [32] (в нашем случае — это величины (58), (60)).

Цель данного раздела состоит в расчете скорости  $\lambda_r$  (обратного времени) продольно-поперечной релаксации с экспоненциальной точностью. Для достижения этой цели достаточно рассчитать среднее значение

$$\langle (\Delta \varepsilon_{\perp})^2 \rangle$$

изменения энергии поперечного движения

$$\varepsilon_{\perp} = m_e \frac{v_{\perp}^2}{2}$$

для двух позитронов, движущихся вдоль одной силовой линии магнитного поля и сталкивающихся "лоб-в-лоб". Из формул (165) следуют уравнения:

$$\begin{cases} \dot{v}_+ - i \omega_H v_+ = F_+ \\ \dot{v}_- + i \omega_H v_- = F_- \end{cases}, \quad (205)$$

где  $v_{\pm} = v_x \pm i v_y$ ,  $v_x \equiv \dot{r}_x$ ,  $v_y \equiv \dot{r}_y$ ,

$$F_{\pm} = F_x \pm i F_y \approx 2 \frac{(r_x \pm i r_y)}{\rho^3(t)}, \quad (206)$$

$$\rho(t) = (r^2 + z^2(t))^{1/2}.$$

Для решения задачи с экспоненциальной точностью достаточно в (206) опустить постоянный множитель  $r_x \pm i r_y$ , связанный с плоскостью параметров соударения. Для столкновения "лоб-в-лоб" прицельный параметр равен нулю:  $r = 0$ . С учетом этих упрощений функция  $z(t)$  рассчитывается из уравнения

$$\frac{1}{4} \dot{z}^2 + \frac{1}{|z|} = \frac{1}{4} v^2, \quad (207)$$

где  $v \equiv v_{\parallel}$  — относительная скорость позитронов на бесконечности ( $|z| \rightarrow \infty$ ).

Опуская далее все постоянные множители, находим

$$(\Delta \varepsilon_{\perp})^2 \sim Q^2, \quad (208)$$

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{z^3(t)} \exp(i \omega_H t). \quad (209)$$

Решая уравнение (207) в параметрическом виде [32]

$$\begin{aligned} z &= \frac{2}{v^2} (\cosh x + 1), \\ t &= \frac{2}{v^3} (\sinh x + x), \\ -\infty &< x < +\infty, \end{aligned}$$

получаем

$$Q \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\cosh(x/2)} \exp[i \beta_0 (\sinh(x) + x)], \quad (210)$$

где

$$\beta_0 = \frac{2 \omega_H}{v^3} \gg 1. \quad (211)$$

Основной вклад в этот интеграл от быстроосциллирующей функции дает [73] ближайшая к вещественной оси  $x$  особенность подынтегральной функции. В данном случае это полюс  $x = i\pi$ , который одновременно является точкой стационарной фазы:

$$Q \sim \exp(-2\pi\beta_0). \quad (212)$$

Вследствие малых типичных значений  $\Delta \varepsilon_{\perp}$  процесс продольно-поперечной релаксации (ППР) носит характер диффузии по энергии  $\varepsilon_{\perp}$  с коэффициентом диффузии [80]

$$D_{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{(\Delta \varepsilon_{\perp})^2}{\tau} \right\rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} 2\pi r dr \int_{-\infty}^{\infty} dv f(v) (\Delta \varepsilon_{\perp})^2 v n_e, \quad (213)$$

где

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{4\pi T_{\parallel}}} \exp\left(-\frac{v^2}{4T_{\parallel}}\right). \quad (214)$$

Для анализа экспериментов (см. ниже) наиболее важен случай

$$T_{\parallel} \gg T_{\perp}. \quad (215)$$

В случае (217) скорость релаксации  $\lambda_r$  порядка обратного времени  $\tau_r$  диффузионного движения по шкале энергий  $\varepsilon_{\perp}$  на характерное расстояние  $\sim T_{\parallel}$ :

$$\lambda_r \sim \frac{1}{\tau_r} \sim \frac{D_{\varepsilon}}{T_{\parallel}^2} \sim \langle Q^2 \rangle, \quad (216)$$

где производится усреднение по относительной скорости продольного движения  $v$  с функцией распределения (214).

Оценивая интеграл (216)

$$\langle Q^2 \rangle \sim \int_0^{\infty} dv \exp \left( -\frac{4\pi\omega_H}{v^3} - \frac{v^2}{4T_{\parallel}} \right)$$

по методу наискорейшего спуска, получаем

$$\lambda_r \sim \lambda_0 \exp(-\beta), \quad (217)$$

где предэкспонента  $\lambda_0$  определена формулой (203), в которой с учетом (215) следует произвести замену  $T \rightarrow T_{\parallel}$ ,

$$\beta = \frac{5}{12} \left( \frac{24\pi e^3 H}{m_e^{1/2} c T_{\parallel}^{3/2}} \right)^{2/5} \approx 13(\bar{H})^{2/5} (\bar{T}_{\parallel})^{-3/5}.$$

Здесь  $\bar{T}_{\parallel} = T_{\parallel}/T_0$ .

Заметим, что

$$\beta \sim \left( \frac{R_T}{r_H} \right)^{3/2} \gg 1,$$

где в качестве температуры следует взять  $T_{\parallel}$ . Интересно, что основной вклад в  $\lambda_r$  дает далекий "хвост" максвелловского распределения (214)

$$v \sim v_0 = \left( \frac{12}{5} \beta \right)^{1/2} v_T \gg v_T.$$

## 14. Кинетическая модель остановки антипротонов в позитронной плазме с учетом продольно-поперечной релаксации. Анализ последних экспериментов

Суммируем результаты, обсуждавшиеся в предыдущих разделах.

Температурный баланс сверхзамагнитной плазмы описывается уравнениями:

$$\frac{dT_{\parallel}}{dt} = q_0 - \lambda_r(T_{\parallel} - T_{\perp}), \quad (218)$$

$$\frac{dT_{\perp}}{dt} = \lambda_r(T_{\parallel} - T_{\perp}) - \frac{1}{C_{\perp}\tau_0} T_{\perp}. \quad (219)$$

Здесь

$$q_0 = \frac{P}{n_e \pi R^2 L C_{\parallel}},$$

$P$  — мощность тепловыделения в плазме (выражение (160)),  $C_{\parallel} = 3/2$ ,  $C_{\perp} = 2$  — соответственно, теплоемкости при постоянном давлении для одномерного и двумерного газов (что соответствует продольному и поперечному движению позитронов), а  $\lambda_r$  определена формулой (217). В уравнениях (218), (219) учтено, что циклотронное излучение появляется в результате поперечного, но не продольного по отношению к направлению магнитного поля движения позитронов. Кроме того учтено, что вследствие дальнодействия кулоновских сил энергия тормозящихся антипротонов передается преимущественно в продольное движение позитронов (см. раздел 7): вследствие сохранения адиабатических инвариантов (58), (60) в дальних столкновениях, играющих основную роль, поперечная энергия позитронов не меняется.

Число антипротонов  $N_p(t)$  в позитронном облаке в момент времени  $t$  подчиняется уравнению (152), исправленному с учетом образования атомов антиводорода:

$$\frac{dN_p}{dy} = - \left( \frac{1}{\tau} + \lambda_H \right) N_p + J_p(t). \quad (220)$$

Наконец, выход атомов в единицу времени дается уравнениями (105), (125).

Обсудим эксперименты [23, 26].

В первом из них производилась остановка протонов в электронном облаке, во втором — антипротонов в облаке позитронов. Параметры ловушек Пеннинга в этих экспериментах близки, числа частиц тоже:

$$N_e \sim 3 \times 10^5, \quad N_p \sim 10^4,$$

энергии останавливающихся частиц порядка

$$E_p \sim 10 - 50 \text{ эВ}.$$

Отсюда можно получить оценку для температуры плазмы, устанавливающейся в процессе торможения:

$$T \sim N_p \frac{E_p}{N_e} \sim 0,5 - 1 \text{ эВ},$$

которая строго будет обоснована ниже.

Интересна методика измерения числа частиц в удергиваемом в ловушке облаке, созданная в работах [25, 117].

Внешний потенциал на оси ловушки Пеннинга вблизи точки В (см. рис. 3) имеет вид

$$\varphi_0 \approx -k \frac{z^2}{2},$$

где  $z$  — координата, отсчитанная вдоль оси ловушки. Следовательно, одиничный электрон (для определенности будем говорить об электронах) осциллирует вдоль оси  $z$  с частотой

$$\omega_e = \left( \frac{ek}{m_e} \right)^{1/2}.$$

Поскольку масса и заряд облака пропорциональны числу частиц, то с такой же частотой будет осциллировать и облако. К электродам В и С присоединим внешнюю

RLC-цепочку и настроим ее в резонанс с этими аксиальными колебаниями облака. Таким образом, имеем два "осциллятора" с совпадающими собственными частотами. При колебаниях облака на электродах В и С наводятся заряды изображения и возникает дополнительная разность потенциалов, пропорциональная заряду облака, вследствие чего возникает связь между указанными осцилляторами. Как известно из механики, если "включить" связь между двумя осцилляторами с совпадающими собственными частотами, то возникнут две новые близкие частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , характерные для системы в целом. В случае ловушки Пенninga величина частотного расщепления

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$$

зависит от величины заряда облака, а значит, и от числа частиц в нем (расщепление пропорционально квадратному корню из числа частиц). Для измерения числа частиц в облаке нужно измерять спектр шумов в RLC-цепочке вблизи резонансной частоты. В отсутствие облака этот спектр характеризуется лоренцевым профилем. При наличии облака он имеет вид двух резонансов с указанным выше расщеплением частот. Сопоставление теоретического и наблюдаемого профилей позволяет найти абсолютное число частиц.

Ранее объяснялось, что внутри плазмы  $E_{||} = 0$ , т.е. внешний потенциал  $\varphi_0$  внутри плазмы компенсируется потенциалом плазмы  $\varphi_1$ . Для оценок будем считать электронное облако шаром радиуса  $R$ , тогда из соотношений

$$\varphi_1 = \frac{eN_e}{R}, \quad |\varphi_1| = |\varphi_0(z=R)|$$

следуют оценки

$$R \sim \left( \frac{2eN_e}{k} \right)^{1/3}, \quad n_e \sim \frac{k}{8e}.$$

Таким образом, плотность облака не зависит от числа частиц и определяется параметрами установки. Согласно [26],

$$n_e = 7 \times 10^6 \text{ см}^{-3}, \quad (221)$$

следовательно, близкое к этому значение плотности было и в опыте [23]. При указанной плотности радиус облака составляет 2 мм, а время торможения протонов в нем (см. раздел 7) порядка

$$\tau_d \sim 10 \text{ с}, \quad (222)$$

что согласуется с наблюдениями [23]. При нахождении времени торможения была использована полученная выше оценка для температуры электронной плазмы, устанавливающейся при торможении протонов. В случае опыта с антипротонами [26] время торможения порядка 1 с.

Мощность и удельная мощность тепловыделения в [23] составляли (в а.е.)

$$P = \frac{N_p E_p}{\tau_d} = 1 \times 10^{-13}; \quad q_0 = 2 \times 10^{-19}. \quad (223)$$

В конце торможения протонов величина  $q_0$  возрастает до  $5 \times 10^{-18}$  а.е. Время  $\tau_1 = C_{\perp} \tau_0 = 0,2$  с мало по сравнению

с  $\tau_d$ , поэтому для уравнения (219) справедливо квазистационарное приближение  $dT_{\perp}/dt \approx 0$ , что дает связь между температурами

$$T_{\perp} = \frac{\lambda_r}{\lambda_r + 1/\tau_1} T_{||}, \quad (224)$$

$$T_{||} - T_{\perp} = \frac{T_{||}}{1 + \lambda_r \tau_1}. \quad (225)$$

Физический смысл результата (225) прозрачен: когда скорость  $\lambda_r$  велика ( $\lambda_r \tau_1 \gg 1$ ), "отрыв" температур прецебрежимо мал:

$$\frac{T_{||} - T_{\perp}}{T_{||}} \ll 1.$$

Отрыв температур становится существенным при малых значениях скорости продольно-поперечной релаксации. Подставляя (224) в (218), получаем уравнение только для  $T_{||}$ :

$$\frac{dT_{||}}{dt} = q_0 - \Lambda T_{||}, \quad (226)$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_r}{1 + \lambda_r \tau_1}. \quad (227)$$

Из (227) ясно, что

$$\Lambda < \min \left( \lambda_r; \frac{1}{\tau_1} \right). \quad (228)$$

Скорость  $\lambda_r(T_{||})$  при значении магнитного поля  $H = 6$  Тл, как в опыте [23], имеет максимум при  $T_{||} = 300$  К (рис. 9). Второе слагаемое в правой части уравнения (226) имеет максимум

$$(\Lambda T_{||})_{\max} = 0,5 \times 10^{-19} \text{ а.е.} \quad (229)$$

при температуре  $T_{||} = 400$  К. Из (223) и (229) заключаем, что в опыте [23]

$$q_0 \gg \Lambda T_{||} \quad (230)$$

во время всего интервала замедления протонов

$$0 < t < \tau_d,$$

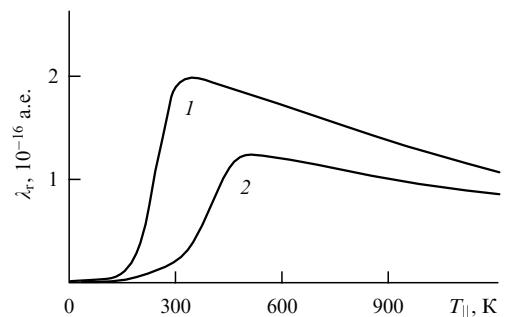


Рис. 9. Температурная зависимость скорости продольно-поперечной релаксации,  $H_2 > H_1 = 6$  Тл.

когда происходит тепловыделение ( $q_0 \neq 0$ ). Физически соотношение (230) означает, что практически вся энергия протонов передается в продольное движение электронов.

В конце торможения ( $t = \tau_d$ ), как следует из закона сохранения энергии и формулы (224), параметры плазмы составляют

$$T_{||} = 2 \text{ эВ}, \quad T_{\perp} = 0,05 \text{ эВ}. \quad (231)$$

Для измерения спектра протонов электростатический барьер в области D (см. рис. 7) понижался до определенной величины  $E_1$ . Протоны с энергией  $E > E_1$  более не удерживались в ловушке, вылетали вдоль ее оси и поглощались детектирующим устройством, производящим их подсчет. В опыте [23] это были микроканальные пластинки (MCP). Оценка (231) согласуется с измеренным таким образом значением температуры электронного облака  $T = 2 \text{ эВ}$ , следующим из анализа спектра протонов, приведенного на рис. 3 из статьи [23].

При  $t > \tau_d$  тепловыделение прекращается  $P = 0$ ,  $q_0 = 0$ . При температуре  $T_{||} = 2 \text{ эВ}$  параметр  $\Lambda$  равен:

$$\Lambda = 0,5 \times 10^{-17} \text{ а.е.} = 0,2 \text{ с}^{-1}.$$

Отсюда и из уравнения (226) видно, что при  $t > \tau_d$  температура  $T_{||}$  медленно (с характерным временем  $\sim 5 \text{ с}$ ) спадает почти до нуля ( $\sim 20 \text{ К}$ ) за время  $\sim 10-15 \text{ с}$ . Последняя стадия релаксации температур

$$T_{||} \rightarrow T_{\perp}, \quad T_{||} = 20 \text{ К} \rightarrow T_{||} = 4 \text{ К}$$

происходит очень медленно вследствие эффекта замедления ППР при таких температурах (см. рис. 9), что согласуется с [23, 26]. Образование атомов антиводорода в [26] (а также в [24, 25]) не наблюдалось. На основании материалов данного обзора нетрудно понять природу этой загадки. Первая причина — очень малое время удержания антипротонов в облаке, как видно из формулы (151). Вторая причина — малость скорости образования атомов вследствие высокой температуры  $T_{||}$  (формула (231)), как следует из результатов раздела 6.

Теперь обсудим опыт ATHENA в проектном режиме (см. рис. 7) и укажем оптимальные условия его проведения, при которых будет происходить эффективное образование атомов антиводорода.

Поскольку частота  $f_0$  следования импульсов велика,  $f_0\tau_1 \gg 1$ , с хорошей точностью можно считать ток  $J_{\bar{p}}$  антипротонов постоянным и рассмотреть стационарные условия:

$$\frac{dT_{||}}{dt} = 0, \quad \frac{dT_{\perp}}{dt} = 0.$$

Вообще, стационарное приближение применимо при условии  $f_0 > 5 \text{ Гц}$ . Типичные параметры опыта таковы:

$$H = 3 \text{ Тл}, \quad E_{\bar{p}} = e(\varphi_C - \varphi_B) \sim 20 \text{ эВ}. \quad (232)$$

Введем обозначение для приведенного тока антипротонов:

$$\bar{J}_{\bar{p}} = \frac{J_{\bar{p}}}{J_0}, \quad J_0 = 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad (233)$$

тогда

$$q_0 = 5 \times 10^{-19} \bar{J}_{\bar{p}} \text{ а.е.} \quad (234)$$

Из (226) при  $dT_{||}/dt = 0$  получаем уравнение для  $T_{||}$ :

$$\frac{\lambda_r T_{||}}{1 + \lambda_r \tau_1} = q_0. \quad (235)$$

Из (235) следует, что при

$$J_{\bar{p}} > 3 \times 10^4 \text{ с}^{-1},$$

$$T_{||} \approx 6 \bar{J}_{\bar{p}} \text{ К},$$

$$J_{\bar{H}} = \frac{1,5 \times 10^4}{(\bar{J}_{\bar{p}})^{4,8}} \text{ с}^{-1}. \quad (236)$$

При  $J_{\bar{p}} < 10^4 \text{ с}^{-1}$  температура  $T_{||}$  слабо зависит от величины  $J_{\bar{p}}$ :

$$T_{||} \sim 10 \text{ К},$$

$$J_{\bar{H}} \sim 5 \times 10^2 \bar{J}_{\bar{p}} \text{ с}^{-1}. \quad (237)$$

Зависимость температуры плазмы от величины тока антипротонов  $J_{\bar{p}}$  представлена на рис. 10, а величины достигаемого выхода  $J_{\bar{H}}$  (в единицу времени) атомов антиводорода приведены на рис. 11. Наибольшая величина  $J_{\bar{H}} = 400 \text{ с}^{-1}$  достигается при токе  $J_{\bar{p}} = 2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ .

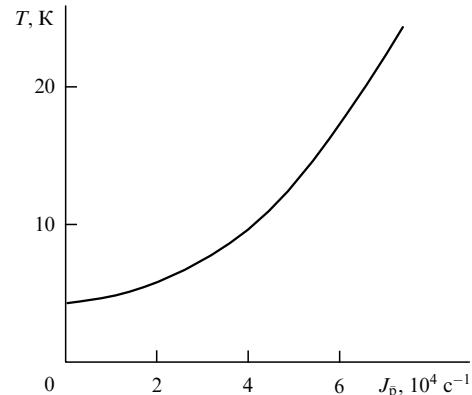


Рис. 10. Температура позитронной плазмы в режиме стационарной инъекции в нее антипротонов.

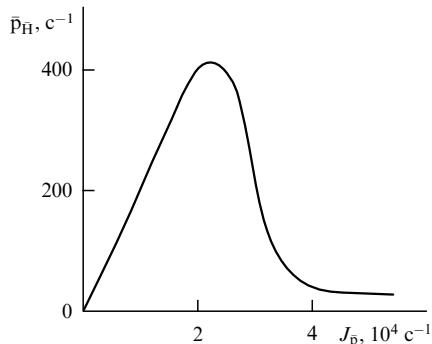


Рис. 11. Зависимость выхода атомов антиводорода от числа антипротонов, инжектируемых в единицу времени.

Температура плазмы при этом составляет  $T_{\parallel} = 15$  К. Заметим, что в области вблизи максимума выхода  $J_{\text{H}}$

$$T_{\perp} \approx T_{\parallel} \equiv T$$

поэтому на рис. 10 температура записана без дополнительных индексов.

Отметим, что первоначально в проекте [3] предполагались условия:

$$J_{\text{p}} = 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad n_{\text{e}} = 10^8 \text{ см}^{-3}. \quad (238)$$

При таких условиях величина удельного тепловыделения  $q_0 \sim 1 \times 10^{-18}$  а.е. близка к значению (223), характерному для опытов [23, 26]. Однако плотность позитронов  $n_{\text{e}}$  значительно выше, поэтому температуры отличаются от значений (231):

$$T_{\parallel} \sim 1 \text{ эВ}, \quad T_{\perp} \sim 0,9 \text{ эВ}. \quad (239)$$

Согласно рис. 11, из-за высоких значений температуры (малость времени удержания антипротонов в плазме, малость скорости образования атомов) атомы при условиях (238) наблюдаться не должны.

## 15. Заключение

В настоящее время процессы рекомбинации являются ключевыми в проблеме получения и исследования холода атомов антиводорода. Скорость радиационной рекомбинации (спонтанной) довольно медленно уменьшается с ростом температуры. Несмотря на довольно низкие характерные значения этой скорости это обстоятельство позволяет применить этот процесс для получения антиводорода в плазме с температурой  $\sim 100$  К. На величину скорости этого процесса существенно влияет магнитное поле: при  $H \gtrsim 1$  Тл скорость радиационной рекомбинации возрастает примерно в два раза по сравнению со случаем  $H = 0$ .

Ситуация со стимулированной (при помощи лазера) радиационной рекомбинации в настоящее время до конца не ясна. Построение теории этого процесса в настоящее время затруднительно вследствие незавершенности теории стохастической ионизации ридберговских атомов. Имеющиеся эксперименты производились с лазерами, работающими в импульсном режиме. По этой причине их результаты неадекватны необходимому для получения атомов антиводорода стационарному режиму работы лазера: при импульсном режиме ионизация образовавшихся атомов лазерным полем не успевает произойти, в то время как в стационарном режиме лазера осуществляется быстрая стохастическая ионизация.

Довольно высокие выходы атомов антиводорода ожидаются, если удастся понизить температуру позитронной плазмы до  $T \lesssim 100$  К. При таких температурах основным механизмом образования атомов становится трехчастичная рекомбинация. В результате этого процесса из позитронной плазмы будут вылетать возбужденные атомы антиводорода в состояниях  $n \sim 30$ . Специальных исследований потребует решение задачи об улавливании и удержании этих атомов. По предварительным оценкам, наилучшим образом эта задача может быть решена в ловушках Иоффе–Притчарда.

Представляет значительный интерес исследовать идею о возможности охлаждения возбужденных атомов антиводорода в столкновениях с атомами благородных газов. Наилучшим кандидатом для такого охлаждения представляется неон.

Следующим ключевым процессом, определяющим выход атомов антиводорода, является продольная диффузия антипротонов (вдоль магнитного поля), ведущая к уходу их через торцы позитронной плазмы. Типичное время нахождения антипротонов в плазме составляет  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$  с. Потерями антипротонов в результате их диффузии поперек поля можно пренебречь.

Инъекция сгустков антипротонов в позитронную плазму сопровождается рядом процессов переноса тепла и частиц. В сверхзамагнеченной плазме позитронов (или электронов) эти процессы определяются коллективными эффектами и поэтому являются быстрыми. По этой причине температура и плотность позитронной плазмы при инъекции антипротонов остаются практически постоянными по объему плазмы.

В холодной замагнченной плазме естественно было бы ожидать проявлений эффекта экранировки циклотронного излучения, ведущего к существенному подавлению этого излучения. Анализ показывает, однако, что при типичных параметрах экспериментов ATHENA и ATRAP этот эффект пренебрежимо мал.

В низкотемпературной сверхзамагнченной плазме оказывается подавленной передача энергии из продольной (вдоль магнитного поля) в поперечную степень свободы движения позитронов. Этот эффект приводит к "отрыву" продольной температуры позитронов от поперечной в процессе инъекции антипротонов. Эта двухтемпературная модель объясняет результаты последних экспериментов по остановкам протонов (антипротонов) в холодной плазме электронов (позитронов).

При условиях (232) и токе антипротонов  $J_{\text{p}} \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$  указанный выше эффект "отрыва" температур оказывается несущественным. Согласно представленной теории, при таких условиях образование атомов антиводорода будет эффективным.

Авторы благодарны И.Н. Мешкову, В.С. Лисице, В.И. Когану и В.Д. Шафранову за полезные обсуждения.

**Примечание 1 при корректуре.** Статья поступила в редакцию УФН в мае 2002 г. В августе этого же года в опытах ATHENA были зарегистрированы первые атомы антиводорода [118]. Рекомбинация позитронов и антипротонов была достигнута в специальном режиме, выбранном на основе материала, представленного в данном обзоре. В начале ноября 2002 г. атомы антиводорода были зарегистрированы в ATRAP [119]. Поскольку ситуация в этой области исследований в настоящее время довольно быстро меняется (в частности, имеются новые интересные теоретические результаты), авторы не стали обновлять содержание этого обзора (что существенно увеличило бы его объем и значительно задержало бы публикацию) и ограничились минимальными необходимыми поправками.

**Примечание 2 при корректуре.** При знакомстве с литературой, цитированной в работе [81], обнаружилось, что идея эффекта подавления ППР, рассмотренного в разделе 13 нашего обзора, фактически содержится в работе [41] из списка литературы [81] (в данном обзоре она идет

под номером [120]). В указанной работе этот эффект впервые был установлен в эксперименте, поставленном в рамках исследований метода электронного охлаждения пучков. Согласно [120] подавление ППР наступает при достаточно сильном магнитном поле, когда

$$r_H < r_1 = \min(R_T, \bar{R}),$$

где  $R_T = e^2/T_{||}$ ,  $\bar{R} = n_e^{-1/3}$ . Вследствие эффекта кинематического охлаждения ускоряемого пучка [121] достигаемая продольная температура электронного пучка мала ( $T_{||} \ll T_{\perp}$ ) и, как правило, близка к своему предельному значению

$$T_{||} \sim e^2 n_e^{-1/3},$$

при котором  $R_T \sim \bar{R}$ . Физический смысл данного соотношения состоит в том, что кинетическая энергия движущихся вдоль магнитного поля ларморовских кружков порядка потенциальной энергии их взаимодействия. Расчет эффекта подавления ППР в [120] не проводился (да и вряд ли его можно провести вследствие неидеальности плазмы). В нашем случае в облаке позитронов

$$T_{||} \gg T_{\perp},$$

плазма является идеальной, поэтому расчет оказался достаточно прост.

## 16. Приложения

### I. Скорость стимулированной радиационной рекомбинации. Вывод формулы (77)

Гамильтониан взаимодействия атома с линейно (вдоль оси  $z$ ) поляризованным полем лазера  $E = E_0 \cos(\omega t)$  имеет вид

$$V = d_z E_0 \cos(\omega t), \quad (\text{I.1})$$

где  $d_z$  — проекция оператора дипольного момента атома на ось  $z$ ,  $E_0$  — амплитуда поля лазера. В первом порядке теории возмущений амплитуда вероятности перехода атома

$$|i\rangle \equiv |\mathbf{p}\rangle \rightarrow |f\rangle \equiv |nlm\rangle$$

равна

$$C_{fi}(t) = \int_0^t (d_z)_{fi} E_0 \cos(\omega t') \exp\left[-i\left(\frac{p^2}{2} + I_n\right)t'\right] dt'. \quad (\text{I.2})$$

При  $t \rightarrow +\infty$  вероятность перехода равна

$$W_{fi} = |C_{fi}|^2 \rightarrow \frac{\pi}{2} t E_0^2 |(d_z)_{fi}|^2 \delta\left(\frac{p^2}{2} + I_n - \omega\right). \quad (\text{I.2})$$

Усредненная по времени интенсивность лазера дается выражением:

$$I = \frac{E_0^2}{8\pi} c. \quad (\text{I.3})$$

Волновая функция непрерывного спектра позитрона имеет асимптотику

$$\Psi_p(\mathbf{r}) \rightarrow \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}),$$

т.е. нормирована на единицу в единичном объеме. Число позитронов в этом объеме со скоростями из интервала

$d^3v$  равно

$$dN_e = n_e f(\mathbf{v}) d^3v, \quad \int f(\mathbf{v}) d^3v = 1,$$

где  $f(\mathbf{v})$  — функция распределения позитронов.

Скорость рекомбинации на одном антипротоне (вероятность в единицу времени) равна

$$\lambda_S(nl) = \sum_{m=-l}^l \int n_e f(\mathbf{v}) d^3v \frac{W_{fi}}{t}.$$

После интегрирования по скорости  $\delta$ -функция в формуле (I.2) исчезает, что дает результат (77). Множитель  $1/3$  возникает из соотношения

$$\sum_m |(d_z)_{fi}|^2 = \frac{1}{3} \sum_m |(\mathbf{d})_{fi}|^2.$$

### II. Поперечный перенос энергии и импульса плазмонами

В сверхзамагниченной плазме  $r_H \ll R_T$ , поперечное движение электронов (в данном разделе для определенности будем говорить об электронной плазме) подавлено магнитным полем, поэтому, как указывалось в разделе 10, поперечный перенос энергии и импульса осуществляется в коллективных процессах. С целью конкретизации этого утверждения покажем, что перенос осуществляется плазмонами. С достаточной точностью можно пренебречь поперечным движением электронов и считать, что они движутся только вдоль силовых линий магнитного поля (ось  $z$ ). В этом, а также в гидродинамическом приближении уравнения, описывающие плазмоны имеют вид:

$$\Delta\varphi = 4\pi e n_e, \quad (\text{II.1})$$

$$m_e \frac{dv}{dt} = e \frac{\partial\varphi}{\partial z}, \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_e v) = 0. \quad (\text{II.3})$$

Здесь  $n_e$  — плотность электронов,  $\varphi$  — электрический потенциал,  $v \equiv v_z$  — продольная скорость электронов. Линеаризуем уравнения:

$$n_e = n_0 + n_1(x, y, z, t), \quad \varphi = \varphi_0 + \varphi_1,$$

где  $n_0$ ,  $\varphi_0$  — невозмущенные величины, удовлетворяющие уравнению

$$\Delta\varphi_0 = 4\pi e n_0,$$

$n_1$ ,  $\varphi_1$  — возмущения, возникающие при плазменных колебаниях:

$$n_1 = \bar{n}_1 \exp(i\psi), \quad \varphi_1 = \bar{\varphi}_1 \exp(i\psi), \quad \psi = \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t.$$

Из линеаризованных уравнений

$$\Delta\varphi_1 = 4\pi e n_1,$$

$$m_e \frac{\partial v}{\partial t} = e \frac{\partial\varphi_1}{\partial z},$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial z} = 0,$$

следует дисперсионное соотношение для плазмонов в СЗП

$$\omega = \omega_p |\cos \alpha|, \quad (\text{II.4})$$

где  $\alpha$  — угол между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}$ . Соотношение (II.4) справедливо, если можно пренебречь столкновениями электронов, как это видно из уравнения (II.2). Длина свободного пробега электронов порядка

$$\lambda_e \sim (10R_T^2 n_e)^{-1} \sim 0,05 \text{ см},$$

т.е. мала по сравнению с размерами плазмы. Это означает, что наряду с кулоновским дальнодействием, которое описывается потенциалом  $\varphi$  в формуле (II.2), следует учесть и взаимодействие частиц на малых расстояниях ( $\sim R_T$ ), действие которого вследствие сохранения импульса передается на большие масштабы в виде давления и поэтому влияет на коллективные эффекты. Эти эффекты учитываются путем введения в правую часть уравнения (II.2) слагаемого  $-\partial p/\partial z$  с давлением электронного газа  $p = n_e T$ , где  $T \equiv T_{||}$ . Практически наиболее важен случай

$$\frac{\omega_p}{\lambda_r} \gg 1,$$

когда релаксация температур  $T_{\perp}$  и  $T_{||}$  не успевает происходить. В этом случае справедлива формула

$$T \sim n_e^2,$$

характеризующая адиабатическое сжатие одномерного газа, откуда следует соотношение

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 3T \frac{\partial n_e}{\partial z}.$$

С его учетом дисперсионный закон (II.4) видоизменяется:

$$\omega = |\cos \alpha|(\omega_p^2 + 3v_T^2 k^2)^{1/2}, \quad (\text{II.5})$$

где  $v_T = (T/m_e)^{1/2}$ . Таким образом, вследствие теплового движения у плазмонов появляется дисперсия, т.е. зависимость частоты от волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Кроме того возникает затухание Ландау [79, 80], декремент  $\gamma$  которого мал при  $kr_D \ll 1$  и становится большим

$$\gamma \sim \omega_p \quad (\text{II.6})$$

при  $kr_D \sim 1$ .

Для типичных плазмонов

$$k \sim \frac{1}{r_D}, \quad \omega \sim \omega_p, \quad (\text{II.7})$$

а групповая скорость порядка  $v_T$ . Учитывая, что  $T \gg \omega_p$ , из планковского распределения для концентрации плазмонов получаем оценку ( $\hbar = m_e = e = 1$ ):

$$n_p \sim \frac{T}{r_D^3 \omega_p}. \quad (\text{II.8})$$

Пусть имеется поперечный градиент температуры, направленный вдоль оси  $x$ . Тогда плотность потока тепла, переносимого плазмонами, распространяющи-

мися из области  $x < 0$  в область  $x > 0$  порядка

$$q_+ \sim \omega_p n_p v_T. \quad (\text{II.9})$$

Из (II.6) заключаем, что длина свободного пробега плазмона порядка  $r_D$ . Изменение температуры на этом размере составляет

$$\Delta T \sim r_D \left| \frac{dT}{dx} \right|, \quad (\text{II.10})$$

а изменение тепловой скорости порядка

$$\Delta v_T \sim v_T \frac{\Delta T}{T},$$

поэтому результирующий поток тепла вдоль оси  $x$  равен

$$q = q_+ - q_- \sim \omega_p n_p \Delta v_T \sim \frac{v_T}{r_D^2} \left| \frac{dT}{dx} \right|.$$

Отсюда получаем следующие оценки для коэффициентов теплопроводности и температуропроводности:

$$\chi_{\perp} \sim \frac{v_T}{r_D^2}, \quad \chi_{\parallel} \sim \frac{\chi_{\perp}}{n_e} \sim v_T R_T. \quad (\text{II.11})$$

Для оценки поперечной вязкости рассмотрим случай, когда плазма течет вдоль магнитного поля (ось  $z$ ) со скоростью

$$u = u(x).$$

Закон дисперсии плазмонов (II.5) справедлив в системе покоя плазмы. Формула для лабораторной системы отсчета получается из (II.5) после замены

$$\omega \rightarrow \omega - k_z u.$$

Таким образом,

$$\omega - k_z u = |\cos \alpha|(\omega_p^2 + 3v_T^2 k^2)^{1/2}. \quad (\text{II.12})$$

Эта простая процедура применима в квазиклассическом случае

$$k_{\perp} L \gg 1,$$

где  $L = u |du/dx|^{-1}$ . С учетом оценок (II.7) это означает, что  $L \gg r_D$ .

Компонента  $k_z$  волнового вектора плазмона, смещающегося вдоль оси  $x$ , меняется, что физически означает передачу компоненты импульса

$$p_z = \hbar k_z$$

от плазмона к плазме: плазмон служит переносчиком импульса от одного участка плазмы к другому. В отличие от волнового вектора  $\mathbf{k}$ , частота плазмона при его распространении сохраняется. Из (II.12) с учетом (II.7) для наиболее важного случая медленного движения плазмы

$$u \ll v_T$$

получаем

$$|\Delta p_z| \sim \frac{\hbar}{r_D} \frac{\Delta u}{v_T}, \quad (\text{II.13})$$

где  $\Delta p_z$  — изменение  $z$ -компоненты импульса плазмона на размере  $r_D$ ,  $\Delta u$  — аналогичная величина для скорости  $u$ :

$$\Delta u \sim r_D \left| \frac{du}{dx} \right|. \quad (\text{II.14})$$

Вязкостная сила, действующая на единицу площади поверхности  $x = 0$ , равна плотности потока  $z$ -компоненты импульса, переносимого через нее (атомные единицы):

$$f \sim \Delta p_z n_p v_T \sim n_p \left| \frac{du}{dx} \right|.$$

Следовательно, поперечная вязкость равна

$$\eta_{\perp} \sim n_p. \quad (\text{II.15})$$

Плотность импульса электронов составляет

$$q_e \sim n_e m_e u.$$

Аналогичная величина для плазмонов порядка

$$q_p \sim n_p \frac{\hbar}{r_D} \frac{u}{v_T}.$$

Отсюда заключаем, что

$$\frac{q_p}{q_e} \sim \frac{R_T}{r_D} \sim \xi^{-3/2} \ll 1,$$

где  $\xi$  — параметр идеальности плазмы [79, 80]. Следовательно, импульс плазмы состоит практически только из импульса электронов, но в поперечном направлении он переносится плазмонами. Эффективная кинематическая вязкость составляет

$$v_{\perp} = \frac{\eta_{\perp}}{n_e m_e} \sim v_T R_T$$

и по порядку величины совпадает с температуропроводностью, определяемой формулой (II.11). Это неудивительно, поскольку механизмы переноса энергии и импульса одинаковы.

## Список литературы

1. Baur G et al. *Phys. Lett. B* **368** 251 (1996)
2. Blanford G et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 3037 (1998)
3. Holzscheiter M H et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **56A** 336 (1997); <http://varming.home.cern.ch/varming/Athena/ATHENA-Reading-Room/articles/ATHENA/athena-npb56.pdf>
4. Gabrielse G et al. (ATRAP Collab.) "The production and study of cold antihydrogen", SPSC 97-8/P306 (Genève: CERN, 1997); <http://hussle.harvard.edu/~atrap/Goals/Proposal.pdf>
5. Будкер Г И, Скринский А Н УФН **124** 561 (1978)
6. Luders G *Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **28** (5) 1 (1954)
7. Pauli W, in *Niels Bohr and the Development of Physics* (Eds W Pauli, L Rosenfeld, V Weisskopf) (London: Pergamon Press, 1955) p. 30
8. Рубаков В А УФН **169** 1299 (1999)
9. Шабалин Е П УФН **171** 951 (2001)
10. Hughes R J, Deutch B I *Phys. Rev. Lett.* **69** 578 (1992)
11. Okun L B, hep-ph/0210052; in *Conf. XIVth Rencontres de Blois "Matter-Antimatter Asymmetry"*, Château de Blois, France, June 16–22, 2002
12. Carosi R et al. *Phys. Lett. B* **237** 303 (1990)
13. Adler R et al. (CPLEAR Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **56A** 361 (1997)
14. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Релятивистская квантовая теория* Ч. 2 (М.: Наука, 1971)
15. Липкин Г И *Квантовая механика* (М.: Мир, 1977)
16. Hughes R J *Hyperfine Interact.* **76** 3 (1993)
17. Meshkov I, Skrinsky A *Nucl. Instrum. Meth. A* **379** 41 (1996)
18. Мешков И Н ЭЧАЯ **28** 495 (1997)
19. Parkhomchuk V V *Hyperfine Interact.* **44** 315 (1988)
20. Соколов Ю Л УФН **169** 559 (1999)
21. Holzscheiter M H, Charlton M *Rep. Prog. Phys.* **62** 1 (1999)
22. Eades J, Hartmann F J *Rev. Mod. Phys.* **71** 373 (1999)
23. Hall D S, Gabrielse G *Phys. Rev. Lett.* **77** 1962 (1996)
24. Brown B et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **56A** 326 (1997)
25. Gabrielse G et al. *Phys. Lett. B* **455** 311 (1999)
26. Gabrielse G et al. *Phys. Lett. B* **507** 1 (2001)
27. Penning F M *Physica* **3** 873 (1936)
28. Пауль В УФН **160** (12) 109 (1990)
29. Gabrielse G et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1360 (1989)
30. Malmberg J H, deGrassie J S *Phys. Rev. Lett.* **35** 577 (1975)
31. Walz J et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3257 (1995)
32. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1973)
33. Dehmelt H G, Schwinberg P B, Van Dyck R S (Jr) *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.* **26** 107 (1978)
34. Schwinberg P B, Van Dyck R S (Jr), Dehmelt H G *Phys. Lett. A* **81** 119 (1981)
35. Surko C M et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1831 (1988)
36. Greaves R G, Surko C M *Phys. Rev. Lett.* **75** 3846 (1995)
37. Wineland D J et al. *Hyperfine Interact.* **76** 115 (1993)
38. Haarsma L H, Abdullah K, Gabrielse G *Phys. Rev. Lett.* **75** 806 (1995)
39. Estrada J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 859 (2000)
40. Oshima N et al., RIKEN Review, No. 31 (Japan: RIKEN (The Institute of Physical and Chemical Res.), 2000) p. 65
41. Mills A P (Jr), Gullikson E M *Appl. Phys. Lett.* **49** 1121 (1986)
42. Canter K F, Mills A P (Jr), Berko S *Phys. Rev. Lett.* **34** 177 (1975)
43. Lynn K G *Phys. Rev. Lett.* **44** 1330 (1980)
44. Walraven J T M *Hyperfine Interact.* **76** 205 (1993)
45. Hansch T W, Zimmermann C *Hyperfine Interact.* **76** 47 (1993)
46. Василенко Л С, Чеботаев В П, Шишаев А В *Письма в ЖЭТФ* **12** 161 (1970)
47. Летохов В С, Чеботаев В П *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии* (М.: Наука, 1975)
48. Setija I D et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2257 (1993)
49. Weitz M et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 328 (1994)
50. Schmidt-Kaler F et al. *Phys. Rev. A* **51** 2789 (1995)
51. Udem Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2646 (1997)
52. Cesar C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 255 (1996)
53. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Релятивистская квантовая теория* Ч. 1 (М.: Наука, 1968)
54. Morgan D L (Jr), Hughes V W *Phys. Rev. D* **2** 1389 (1970)
55. Morgan D L (Jr) *Hyperfine Interact.* **44** 399 (1988)
56. Carbonell J, Protasov K *Hyperfine Interact.* **76** 327 (1993)
57. Меньшиков Л И, Препринт ИАЭ–6036/3 (М.: РНЦ "Курчатовский институт", 1997)
58. Men'shikov L I *Hyperfine Interact.* **119** 245 (1999)
59. Меньшиков Л И, Есеев М К УФН **171** 149 (2001)
60. Радиг А А, Смирнов Б М *Справочник по атомной и молекулярной физике* (М.: Атомиздат, 1980)
61. Briggs J S, Greenland P T, Solov'ev E A *Hyperfine Interact.* **119** 235 (1999)
62. Kottmann F, in *Fundamental Interactions in Low-Energy Systems* (Ettore Majorana Intern. Sci. Series, Physical Sciences, Vol. 23, Eds P Dalpiaz, G Fiorentini, G Torelli) (New York: Plenum Press, 1985) p. 481
63. O'Neil T M *Phys. Fluids* **23** 2216 (1980)
64. Squires T M, Yesley P, Gabrielse G *Phys. Rev. Lett.* **86** 5266 (2001)
65. Gabrielse G *Hyperfine Interact.* **44** 349 (1988)
66. Kasevich M, Chu S *Appl. Phys. B* **54** 321 (1992)
67. Poggiani R *Hyperfine Interact.* **76** 371 (1993)
68. Phillips T J *Hyperfine Interact.* **109** 357 (1997)
69. Кадомцев Б Б *Динамика и информация* (М.: Ред. журн. "Успехи физических наук", 1997)

70. Kramers H A *Philos. Mag.* **46** 836 (1923)
71. Kogan V I, Kukushkin A B, Lisitsa V S *Phys. Rep.* **213** 1 (1992)
72. Буреева Л А, Лисица В С *Возмущенный атом* (М.: ИздАТ, 1997)
73. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика: Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1974)
74. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988)
75. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* (Под ред. М Абрамовича, И Стигана) (М.: Наука, 1979)
76. Бете Г, Солиттер Э *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (М.: Физматгиз, 1960)
77. Stobbe M *Ann. Phys. (Leipzig)* **7** 661 (1930)
78. Катков В М, Страховенко В М *ЖЭТФ* **75** 1269 (1978)
79. Арцимович Л А *Управляемые термоядерные реакции* 2-е изд. (М.: Физматгиз, 1963)
80. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
81. Мешков И Н *ЭЧАЯ* **25** 1487 (1994)
82. Bosser J, Preprint CERN-PS/96-06 (BD) (Geneva: CERN, 1996)
83. Пархомчук В В, Скринский А Н *УФН* **170** 473 (2000)
84. Monteiro T S *Contemp. Phys.* **35** 311 (1994)
85. Gwinner G et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4822 (2000)
86. Neumann R et al. *Z. Phys. A: Hadrons Nucl.* **313** 253 (1983)
87. Gabrielse G et al. *Hyperfine Interact.* **44** 287 (1988)
88. Blatt P *Hyperfine Interact.* **44** 295 (1988)
89. Wolf A *Hyperfine Interact.* **76** 189 (1993)
90. Yousif F B et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 26 (1991)
91. Schramm U et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 22 (1991)
92. Mansbach P, Keck J *Phys. Rev.* **181** 275 (1969)
93. Делоне Н Б, Крайнов В П, Шепелянский Д Л *УФН* **140** 355 (1983)
94. Casati G et al. *Phys. Rep.* **154** 77 (1987)
95. Jensen R V, in *Atomic Physics 10: Proc. of the 10th Intern. Conf. on Atomic Physics, ICAP-X, Tokyo, Japan, Aug. 25–29, 1986* (Eds H Narumi, I Shimamura) (Amsterdam: Noth-Holland, 1987) p. 319
96. Benenti G, Casati G, Shepelyansky D L *Eur. Phys. J. D* **5** 311 (1999)
97. Собельман И И *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Физматгиз, 1963)
98. Меньшиков Л И, Федичев П О *ЖЭТФ* **108** 144 (1995)
99. Men'shikov L I *ЯФ* **63** 920 (2000)
100. Glinsky M E, O'Neil T M *Phys. Fluids B* **3** 1279 (1991)
101. Fedichev P O *Phys. Lett. A* **226** 289 (1997)
102. Беляев С Т, Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леонтovichа) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 41
103. Смирнов Б М *Проблема шаровой молнии* (М.: Наука, 1988)
104. Dubin D H E, O'Neil T M *Phys. Rev. Lett.* **78** 3868 (1997)
105. Dubin D H E *Phys. Plasmas* **5** 1688 (1998)
106. Davidson R C *Physics of Nonneutral Plasmas* (Reading, MA: Addison-Wesley, 1990)
107. Derbenev Ya S, Skrinsky A N *Part. Accel.* **8** 1 (1977); **8** 235 (1978)
108. Дербенев Я С, Скринский А Н *Физика плазмы* **4** 492 (1978)
109. Sørensen A H, Bonderup E *Nucl. Instrum. Methods* **215** 27 (1983)
110. Pestrikov D V *Nucl. Instrum. Meth. A* **274** 435 (1989)
111. Беляев С Т, Будкер Г И *ДАН СССР* **107** 807 (1956)
112. Трубников Б А, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 1 (Под ред. М А Леонтovichа) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 98
113. Трубников Б А *Теория плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1996)
114. Меньшиков Л И *УФН* **169** 113 (1999)
115. Шафранов В Д, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 3 (Под ред. М А Леонтovichа) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 3
116. Тимофеев А В *Резонансные явления в колебаниях плазмы* (М.: Физматлит, 2000)
117. Wineland D J, Dehmelt H G J *Appl. Phys.* **46** 919 (1975)
118. Amoretti M et al. *Nature* **419** 456 (2002)
119. *CERN Courier* **42** (9) (2002)
120. Куделайнен В И и др. *ЖЭТФ* **83** 2056 (1982)
121. Будкер Г И, Бульшев А Ф, Диканский Н С, в сб. *Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц* Т. 1 (М.: Наука, 1977) с. 236; Препринт № 76–92 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1976)

### Current state of the "cold" antihydrogen research

#### L.I. Men'shikov

Russian Research Centre 'Kurchatov Institute',  
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-095) 196-9409

E-mail: ieronimovich@mtu-net.ru

Pomorskii State University, pr. Lomonosova 4, 163002 Arkhangelsk, Russian Federation  
Tel. (8182) 28-1184  
Fax (8182) 28-0780

#### R. Landua

CERN, CH-1211 Geneva 23 Switzerland  
Tel. 7672051/160193  
E-mail: rolf.landua@cern.ch

Research on the production of cold antihydrogen atoms, aimed at directly testing CPT-invariance and the equivalence principle for antimatter, is reviewed. The properties of cold positron and electron plasmas, in particular the processes of antiproton stopping, are discussed. Mechanisms for the formation of antihydrogen atoms are analysed. The most favourable conditions for producing and confining cold antihydrogen atom are discussed.

PACS numbers: 14.20.-c, 36.10.-k, 52.20.-j

Bibliography — 121 references

Received 22 May 2002, revised 5 December 2002