

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Некоторые вопросы физики экзотических атомов

Л.И. Меньшиков, М.К. Есеев

Дан обзор современного состояния физики экзотических атомов. Анализируются проблемы аномальной ширины $2p$ -состояния каонного гелия, а также схемы экспериментов по проверке CPT -инвариантности для антиводорода. Обсуждаются результаты исследований по проблеме метастабильности антипротонов (а также π^- , μ^- , K^- , Σ^- , ...) в гелии. Известная модель Кондо сравнивается с ионной моделью. В последнем случае после торможения \bar{p} в гелии образуется ион $(\bar{p}e^-)$ — "ионкула" ("ioncule"). Один из электронов "ионкулы" является слабосвязанным и, находясь на одном из ефимовских уровней, движется по орбите радиуса ~ 20 а.е. в поле нейтральной "атомкулы" $(\bar{p}e)$, удерживаемый заряд-дипольным взаимодействием. Время жизни "ионкулы" велико ($> 10^{-5}$ с), а частоты ω колебательно-вращательных переходов антипротона практически не отличаются от таковых для "атомкулы" ($\Delta\omega/\omega \sim 10^{-5} - 10^{-6}$), что согласуется с лазерно-спектроскопическими экспериментами. Рассчитанные в рамках ионной модели сечения тушения метастабильных состояний атомами или молекулами примесей, содержащихся в гелии, близки к экспериментальным данным, тогда как модель Кондо, основанная на "атомкуле", дает величины, на 3–4 порядка меньшие сечения. Ионная модель согласуется и с другими экспериментами. Рассмотрены опыты по ее прямой проверке. Дана новая интерпретация экспериментов группы Заваттини по измерению величины $2s-2p$ -расщепления в мюонном гелии на основе метода лазерной спектроскопии.

PACS numbers: 11.30.Er, 25.43 + t, 36.30.10 – k, 67.40.Kh

Содержание

1. Введение (149).
2. Современное состояние физики экзотических атомов (150).
 - 2.1. Основные направления исследований, экспериментальные методы и установки.
 - 2.2. Каскадные процессы в экзотических атомах.
 - 2.3. Мюонные атомы.
 - 2.4. Адронные атомы.
 - 2.5. Опыты с антиводородом.
 - 2.6. Метастабильность экзотического гелия. Модель Кондо.
3. Прямой механизм образования антипротонного гелия (163).
4. Рекомбинационный механизм образования антипротонного гелия. "Ионкула" (164).
5. Почему метастабильность существует только в гелии? (165).
6. Тушение метастабильности примесями. Сравнение с экспериментами (165).
7. Метастабильность антипротонов в чистом гелии. Пузырьковая модель (168).
8. Электронное состояние "ионкулы" при малых плотностях гелия (171).

9. Основные свойства "ионкулы". Сравнение модели с данными лазерно-спектроскопических экспериментов (173).

10. Заключение (174).

11. Приложение (176).

I. CPT -инвариантность. II. Расчет сечения прямого механизма образования антипротонного гелия. III. Скорость образования антипротонного гелия по рекомбинационному механизму (71), (72). IV. Скорость оже-ионизации (88) "ионкулы" в основном электронном состоянии. V. Возбужденные электронные состояния "ионкулы".

Список литературы (182).

1. Введение

Экзотический атом (ЭА) — это связанный или квазистационарный комплекс, который получается в результате посадки тяжелой отрицательно заряженной частицы X ($X = \mu^-, \pi^-, K^-, \bar{p}, \Sigma^-, \dots$) на обычный атом. Иногда к ЭА относят также антиводород ($\bar{p}e^+$), мюоний (μ^+e^-) и другие системы. Впервые понятие ЭА было введено Ферми, Теллером и Уилером [1, 2] с целью объяснения эксперимента [3], в котором было обнаружено, что в веществах, состоящих из тяжелых атомов ($Z \gg 1$, $A \gg 1$), время жизни отрицательных мюонов существенно меньше, чем у свободных мюонов. В [1, 2] было показано, что μ^- тормозятся в веществе и, выталкивая электрон из атома, образуют возбужденные мюонные атомы. Размер начальной орбиты мюона (так же, как и для любой другой частицы X^-) порядка боровского радиуса a_0 и, соответственно, эти состояния характеризуются большими квантовыми числами $l \sim n \sim \sqrt{m_\mu/m_e} \sim 15$. Далее происходят каскадные процессы

Л.И. Меньшиков. Российский научный центр "Курчатовский институт"
123181 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 947-27-72. E-mail: menipel@cityline.ru
Поморский государственный университет
163006 Архангельск, просп. Ломоносова 4, Российская Федерация
Тел. (8182) 44-17-50
М.К. Есеев. Поморский государственный университет
163006 Архангельск, просп. Ломоносова 4, Российская Федерация
Тел. (8182) 44-17-50. E-mail: eseev_m@mail.ru

Статья поступила 27 июня 2000 г.,
после доработки 22 октября 2000 г.

релаксации мезоатомов, в результате которых мезоны переходят на нижние орбиты $n \sim 1$, размер которых ($\sim a_0 m_e / (Z m_\mu)$) мал по сравнению с электронными орбитами. В этих состояниях вероятность нахождения мюона в области ядра значительна и вследствие слабого взаимодействия с нуклонами резко увеличивается скорость (вероятность в единицу времени) захвата мюона ядрами. Торможение и каскад происходят в течение времени $\tau_c \sim 10^{-12}$ с, т.е. быстро по сравнению со временем жизни мюона ($\tau_\mu \sim 10^{-6}$ с), чем и объясняются результаты [3]. Добавим, что вывод о пренебрежимой малости τ_c по сравнению со временем жизни частиц X (в случаях, когда они нестабильны) носит общий характер и справедлив при не очень низких плотностях атомов вещества, за исключением самых низких ($N < 10^{18}$ см $^{-3}$). Отсюда заключаем, что ЭА отнюдь не являются редкими, экзотическими объектами: они всегда образуются вслед за остановкой частицы в веществе.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по физике ЭА, и несмотря на ее пятидесятилетний "возраст" ситуация здесь продолжает быстро меняться. В этом убеждают обзоры [4–17] и труды многочисленных конференций, например [18–20]. Основные задачи современной физики элементарных частиц — проверка следствий и поиск нарушений Стандартной модели электрослабых взаимодействий с целью ее обобщения, обнаружение хиггсовского бозона, определение масс нейтрино, выяснение космологических следствий из физики микромира и т.п. Эксперименты в этой области развиваются по двум дополняющим друг друга направлениям. Основу первого составляет строительство ускорителей высоких энергий и уникальных детекторов с целью обнаружения новых частиц и взаимодействий, проверки теоретических моделей. Второе направление и есть физика экзотических атомов, или, по-другому, физика промежуточных (medium) энергий. В нем преследуются те же цели, что и в первом. Основу его составляет поиск редких распадов и реакций с уже известными частицами, обнаружение нарушений фундаментальных свойств симметрии, изучение атомных и молекулярных процессов с участием ЭА. В этих исследованиях применяются ускорители с интенсивными пучками и сравнительно малыми энергиями частиц.

Физика ЭА весьма обширна и разнообразна, и поэтому не случайно во всех обзорах по этой теме выделены какие-то отдельные области. Данная статья построена по этому же образцу. Сначала дается краткий обзор прошлых и современных исследований. Более детально обсуждаются проблемы 2p-состояния каонного гелия и эксперименты с антиводородом. Основной же объем статьи посвящен экспериментам и теоретическим моделям метастабильности антипротонов в гелии. Такой выбор тематик, естественно, субъективен и связан с научными интересами авторов. Недостающие сведения содержатся в упомянутых обзорах и текущей литературе.

2. Современное состояние физики экзотических атомов

2.1. Основные направления исследований, экспериментальные методы и установки

По целям и экспериментальной методике исследования по ЭА можно разделить на три больших направления:

физика мюонных атомов и молекул (мезомолекул), физика адронных атомов и гиперядер, опыты по получению антиводорода и сравнению его свойств с водородом.

Адроны получают при бомбардировке неподвижных мишеней протонами. Мюоны образуются в распадах пионов $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ либо на лету, либо в поверхностном слое облучаемых протонами мишеней. Установки такого типа называют мезонными фабриками. Иногда с целью повышения интенсивности из облака рождающихся адронов формируют вторичные пучки, используя устройства с магнитным полем [21]. Мезонные фабрики построены в лабораториях LAMPF (США), PSI (Швейцария), TRIUMF (Канада), ИЯФ (г. Троицк, Россия), RIKEN (Япония), RAL (Великобритания). Интенсивность пучков мюонов, достигнутая на этих установках ($\sim 10^6$ частиц в секунду), на 2–3 порядка больше, чем в пионерских экспериментах с мюонными атомами и молекулами (см., например, [22, 23]). Такие установки позволяют получить большое число зарегистрированных событий, а значит, набрать большую статистику и уменьшить статистические погрешности измеряемых величин.

Как правило, эксперименты с ЭА строятся по следующей схеме. Заряженная частица проходит через мониторный счетчик, установленный перед мишенью с исследуемым веществом. Электрический импульс, поступающий с этого счетчика, служит началом отсчета интервала времени (временные ворота), в течение которого другие счетчики регистрируют время появления (так называемое время задержки) вторичных частиц — продуктов реакции, произведенных в мишени исходной частицей. Неизбежный фон резко понижается в результате дополнительного отбора событий на основе схем совпадений и антисовпадений. Чтобы понизить фон от ядерных захватов частиц, остановившихся в стенках мишени (стенки состоят из тяжелых атомов, и поэтому ядерные захваты в них происходят быстро), иногда вводится так называемое мертвое время, в течение которого сигналы от детекторов вторичных частиц не регистрируются. После эксперимента строится гистограмма (временной спектр продуктов реакции) — число событий, попавших в данный интервал времени задержки в зависимости от этого времени. Этот спектр содержит важнейшие сведения о происходящих процессах.

В указанной схеме, очевидно, должны отбрасываться события, в которых в данных временных воротах имеется еще одна (или более) частица, влетевшая в мишень. Отсюда возникает ограничение сверху на интенсивность пучка и, как следствие, на частоту регистрации событий. Эти ограничения снимаются [21, 24], если вместо пучков постоянной интенсивности использовать импульсные или модулированные во времени пучки. Так, в установке RIKEN-RAL [21] пучок мюонов состоит из коротких импульсов, содержащих по $\sim 10^4$ мюонов и повторяющихся с частотой 50 Гц. Длительность импульсов (~ 50 нс) мала по сравнению со временем жизни мюона, что позволяет его вовсе пренебречь. Зарегистрировать поступающий в мишень сгусток из $\sim 10^4$ мюонов гораздо проще, чем отдельный мюон. Регистрация сгустка дает начало отсчету времени. Измеряя частоту появления продуктов реакций, произведенных всеми мюонами сгустка, в зависимости от времени задержки, получают тот же самый временной спектр, что и по

описанному ранее методу при очевидном преимуществе в скорости набора данных. Еще одно преимущество импульсных пучков состоит в снижении доли фоновых событий.

К другому типу опытов относится поиск редких распадов, например $\mu \rightarrow e\gamma$. В этом случае важно иметь как можно более интенсивный пучок.

В экспериментах с отрицательными каонами на мезонных фабриках типичная частота остановок этих частиц в экспериментальной мишени составляет $\sim 200 \text{ с}^{-1}$ (гелиевая мишень дециметровых размеров с плотностью $\rho \sim 0,2 \text{ г см}^{-3}$ [25]). Число останавливающихся в мишени пионов на порядок выше, и они создают большой фон. Этого недостатка лишены электронно-позитронные фабрики: Φ - и B -фабрики, концепция которых была предложена в ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера [19, 26–29] и разработана на установках ВЭПП-2М, ВЭПП-4. Виртуальный фотон, возникающий при аннигиляции частиц во встречных e^+ -, e^- -пучках (рис. 1), превращается в короткоживущий векторный мезон, распадающийся по каналу сильного взаимодействия на $K\bar{K}$ -мезоны (Φ -фабрика) или $B\bar{B}$ -мезоны (B -фабрика). Сечение реакции имеет резонанс при суммарной энергии e^+ и e^- , соответствующей массе покоя векторного мезона. Типичное число остановок K^- в водородной мишени с плотностью $\sim 4 \times 10^{-3} \text{ г см}^{-3}$ на Φ -фабрике ДАФНЕ (Фраскати, Италия) согласно проекту DEAR (DAFNE Exotic Atom Research [30]) составляет $\sim 0,3$ частицы в секунду. Отсюда и из приведенного ранее примера заключаем, что в одинаковых мишенях число остановок каонов на Φ -фабрике на порядок ниже, чем на мезонной фабрике. Этот недостаток компенсируется резким снижением фона.

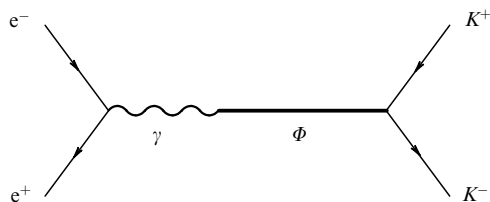


Рис. 1. Процесс, лежащий в основе работы Φ -фабрики.

Основные результаты по антипротонным ЭА ($\bar{p}p$, $\bar{p}\text{He}$, $\bar{N} \equiv (\bar{p}e^+)$ и т.д.) были получены на накопительном кольце LEAR (Low Energy Antiproton Ring) ускорительного комплекса ЦЕРНа, которое работало в 1984–1996 гг. Из него приблизительно один раз в час выводилось $\sim 10^{10}$ антипротонов с импульсом $p = 105 \text{ МэВ с}^{-1}$ и разбросом по импульсам $\Delta p/p \sim 10^{-3}$ [17]. Типичное среднее по времени число остановок \bar{p} в мишенях составляло при этом $\sim 10^4$ – 10^5 частиц в секунду. В настоящее время вместо LEAR сооружена новая установка AD (Antiprotonic Decelerator) — замедлитель антипротонов, на котором начаты эксперименты ATRAP, ATHENA, ASACUSA. Сгустки из $\sim 5 \times 10^{13}$ протонов разгоняются на протонном синхротроне и раз в минуту направляются на мишень. Формируется вторичный пучок из антипротонов с начальным импульсом $3,5 \text{ ГэВ с}^{-1}$. Далее этот пучок замедляется в три этапа ($3,5 \rightarrow 2 \rightarrow 0,3 \rightarrow 0,1 \text{ ГэВ с}^{-1}$) с применением метода электронного охлаждения. Конечный пучок антипрото-

нов имеет разброс $\Delta p/p \sim 10^{-3}$, энергию $5,8 \text{ МэВ}$ ($0,1 \text{ ГэВ с}^{-1}$), число частиц — по 5×10^7 в импульсах длительностью 200 нс и частотой повторения — один раз в минуту.

После этого краткого обсуждения экспериментальных установок перейдем к собственно физике экзотических атомов.

2.2. Каскадные процессы в экзотических атомах

Изучение каскадных процессов девозбуждения ЭА представляет собой самостоятельный интерес. Кроме того, оно необходимо для планирования и интерпретации экспериментов, в которых исследуется низкоэнергетическое взаимодействие частиц с ядрами.

Основными каскадными процессами в ЭА являются: кулоновские, радиационные и оже-переходы, штарковское смешивание, ядерный захват X^- в возбужденных состояниях ЭА, ионно-молекулярные реакции с участием девозбуждающегося ионизированного ЭА. Систематические расчеты кинетики каскадных процессов проводились лишь для ЭА изотопов водорода ($Z = 1$) [31–40]. При $Z > 1$ имеются лишь качественные оценки.

2.2.1. Каскадные процессы в экзотических атомах изотопов водорода ($Z = 1$).

Характеры каскадных процессов при $Z = 1$ и $Z > 1$ существенно различаются. При $Z = 1$ в состояниях $n \ll n_0 = \sqrt{m_X/m_e}$ ЭА имеет малые размеры $r_n = n^2/m_X \ll 1$ (здесь и далее везде, если не оговаривается особо, формулы и значения записываются в атомных единицах (а.е.), в которых $\hbar = m_e = e = 1$). Кроме того, ЭА электрически нейтрален, поэтому слабо рассеивается на атомах вещества и в этом смысле подобен нейтрону. Пронизывая электронные оболочки, ЭА периодически попадает в сильное электрическое поле, существующее внутри атомов. Это поле вызывает штарковские переходы

$$(pX)_{nl} + H \rightarrow (pX)_{n'l'} + H, \quad l' \neq l, \quad (1)$$

"размешивающие" ЭА по подпространству ридберговских состояний (n, l) с разными l , но одинаковыми n ("горизонтальное размешивание"). Поскольку в штарковских переходах (1) внутренняя энергия

$$\varepsilon_n = -\frac{\mu_X}{2n^2}, \quad \mu_X^{-1} = m_X^{-1} + m_p^{-1}, \quad (2)$$

не меняется, они характеризуются большими сечениями и являются самыми быстрыми из каскадных процессов. Таким образом, горизонтальное размешивание намного быстрее вертикальных переходов, поэтому девозбуждающиеся ЭА изотопов водорода часто оказываются в (n, s) -состояниях с моментом $l = 0$. Для адронных атомов это обстоятельство очень важно, поскольку в (n, s) -состояниях велика скорость захвата адронов ядрами (практически ее можно считать бесконечной). Отсюда следуют два вывода (эффект Дзя–Сноу–Сэчера [41]). Во-первых, вследствие штарковского перемешивания эффективная скорость ядерного захвата (она введена в [31]) в адронных атомах изотопов водорода велика, и поэтому лишь малая доля адронов достигает нижних ридберговских состояний $n \sim 1$. По этой причине оказываются малыми выходы Y рентгеновских квантов К-серии, которые определяются как число излученных квантов, приходящихся на одну остановившуюся в мишени частицу X . Это вынуждает ставить опыты при малых плотностях и, как

следствие, увеличивать размеры мишеней (что снижает точность измерений [13]) либо для увеличения числа остановок использовать магнитные ловушки [42]. Во-вторых, большие скорости штарковских переходов позволяют с определенностью утверждать, что захваты адронов ядрами происходят в s -волнах. Последнее важно для изучения взаимодействия адронов с ядрами, нахождения из экспериментов спинов и четности адронов и т.п.

К вертикальным переходам относятся (везде $n' < n$): оже-переходы

$$(pX)_{nl} + H \rightarrow (pX)_{n'l'} + H^+ + e, \quad (3)$$

кулоновские переходы

$$(pX)_{nl} + H \rightarrow (pX)_{n'l'} + H \quad (4)$$

и радиационные переходы

$$(pX)_{nl} \rightarrow (pX)_{n'l'} + \gamma \quad (5)$$

(для простоты в (3) и (4) указан атом H вместо молекулы H_2 , с которой в действительности происходят столкновения). При больших n радиационные переходы несущественны, они доминируют в нижних состояниях $n \sim 1$. В процессах (4) часть внутренней энергии ЭА (2) переходит в их кинетическую энергию E . Скорости штарковских переходов [43–45], а значит, и эффективные скорости ядерных захватов [39] существенно зависят от E , поэтому для описания каскада нужно знать функции распределения ЭА в состояниях (n, l) по E . В работе [46] рассмотрена кинетика возбужденных мезоатомов с учетом реакции (4) с малым изменением внутреннего состояния:

$$\Delta n = n - n' = 1. \quad (6)$$

Для сечений кулоновских переходов получены величины, на порядок меньшие, чем в работе [47], где использовались неприменимые к данной задаче дипольное приближение и атомный базис для волновых функций (ВФ) мюона. Согласно [46] в предположении (6) при плотности $\varphi = N/N_0 \sim 1$, где $N_0 = 4,25 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ — число ядер в 1 см^3 жидкого водорода, примерно $2/3$ мезоатомов термализованы и $1/3$ имеет энергию $E \sim 0,5 \text{ эВ}$, которая значительно меньше величины $E \sim \Delta \varepsilon = \varepsilon_n - \varepsilon_{n-1} \sim 10 \text{ эВ}$, которую можно было ожидать. Причина состоит в том, что скорость ($\lambda = Nv\sigma$) упругих ($n = n'$) процессов (4), замедляющих мезоатомы, на порядок и более превосходит сечение неупругих переходов (6). Так, при $n \sim 5$ и плотности жидкого водорода ($\varphi = 1$)

$$\begin{aligned} \lambda_c &\equiv \lambda(\Delta n = 1) \sim 3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}, \\ \lambda_{el} &\equiv \lambda(\Delta n = 0) \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}, \\ \lambda_A &\sim 2 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

где λ_A — скорость оже-переходов. Такие же по порядку величины скорости приведены в [48], причем кулоновские переходы рассчитаны более детально. Очевидно, что доля f и энергия быстрых атомов определяются конкуренцией кулоновского разгона и термализации, т.е. отношением λ_c/λ_{el} (в [48] неправильно утверждается, что f зависит только от λ_A/λ_{el} , и на этом основании сделан вывод о большой величине f). Итак, согласно [46, 48] в предположении (6) доля быстрых атомов f должна быть малой.

В [49, 50] для измерения распределения возбужденных атомов (π) была применена оригинальная методика. На

основе времяпролетного метода детектировались нейтроны, вылетающие из мишени, возникающие в реакции $(\pi p) \rightarrow n + \pi^0$. В этой связи заметим, что вследствие эффекта Дзя–Сноу–Сэчера основная часть пионов захватывается в возбужденных состояниях $n \sim 4-6$, и, скажем, состояния $n = 2$ достигает лишь $\sim 1\%$ пионов. Нейтроны, испущенные покоящимися и быстрым ЭА, имеют немного отличающиеся энергии и поэтому затрачивают на путь от мишени до детектора разное время. Распределение детектируемых нейтронов по этой временной разности легко может быть измерено и однозначно связано с распределением (πp) -атомов по энергиям. Оказалось, что примерно половина атомов имеет энергию в интервале от 0 до 1 эВ, а оставшаяся часть разогнана до энергий от 1 до 70 эВ. В [51] обнаружены (πp) -атомы с энергией вплоть до 200 эВ.

Причина этого рассогласования между теорией и экспериментом состоит в несправедливости допущения (6) (см. [39]). Поскольку $n \gg 1$, к описанию движения частиц одновременно применимы как квантовая механика, так и классическая, причем надежный квантовомеханический расчет реакции (4) вряд ли можно осуществить, в то время как траекторная задача легко решается численно. Массы π^- и p сравнимы, поэтому, подобно столкновению в системе бильярдных шаров, в каждом акте реакции (4), как правило, происходит существенное изменение внутренней энергии ЭА:

$$|\Delta E| \sim |\Delta \varepsilon_n| \sim |\varepsilon_n|. \quad (8)$$

Этот вывод подтвердился детальным численным расчетом [40]. Из (8) следует, что при $n \gg 1$ основную роль играют кулоновские переходы, в которых главное квантовое число меняется существенно:

$$|\Delta n| \sim n \gg 1, \quad (9)$$

что лишний раз свидетельствует о проблематичности осуществления квантовомеханических расчетов.

В [40] верхние состояния рассмотрены на основе классической механики. "Судьба" каждого пробного атома от его образования при $n = n_0$ до гибели в результате ядерного захвата или распада частицы X прослежена по методу Монте-Карло. Нижние состояния ($n < n_q \sim 5$) анализировались на основе квантовой механики, что свелось к решению уравнений Больцмана, в которые входят квантовомеханические скорости обсуждавшихся выше процессов. В правые части уравнений Больцмана входят числа ЭА, поступивших в состояния (n, l) из классической области $n > n_q$, которые были найдены из монте-карловского расчета. Этот метод, получивший название QCMC (Quantum Classical Monte-Carlo Code), характеризуется систематической погрешностью $1/n_q$, лежащей в пределах от $\sim 0,2$ до $\sim 0,04$, что вполне достаточно для планирования и анализов опытов. В настоящее время это единственный ab initio подход. Во всех других известных расчетах каскада [31–38] содержатся подгоночные параметры: это либо коэффициенты, на которые должны домножаться сечения процессов (например, штарковских), либо предположение

$$E \sim 1 \text{ эВ} \quad (10)$$

о кинетической энергии ЭА. Неизвестные коэффициенты при сечениях определялись из условия совпадения теоретических расчетов с обширными экспериментальными данными для пионных атомов. Однако вовсе не оче-

видно, что найденные таким образом значения коэффициентов можно использовать для других частиц X . Кроме того, согласно рассчитанным в [39, 40] распределениям типичное значение энергии составляет

$$E \sim 100 \text{ эВ} \quad (11)$$

в согласии с [49, 50]. Рассчитанный в [40] выход Y K_α -квантов (переход $2p \rightarrow 1s$) для атомов (K^-p) совпал с экспериментом [52], в то время как результаты [34, 35] сильно с ним расходятся. Любопытно, что энергия $E \sim 1 \text{ эВ}$ является в некотором смысле граничной [39, 40]. Для пояснения заметим, что классическим аналогом штарковских переходов является деформация, а точнее, изменение в процессе столкновения эксцентриситета и ориентации кеплеровской орбиты, по которой движется частица X в ЭА. При $E \leq 1 \text{ эВ}$ в каждом столкновении ЭА с атомом вещества мишени происходит сильная деформация орбиты, имеет место режим "сильных" штарковских переходов [31]. При $E \geq 1 \text{ эВ}$ эта деформация мала, и штарковские переходы приобретают характер случайного диффузионного движения ЭА по пространству орбитальных моментов l . Когда в результате такого движения они оказываются в области малых l , происходит ядерный захват. Эти рассуждения поясняют, почему величины Y , рассчитанные в предположениях (10) и (11), значительно отличаются друг от друга.

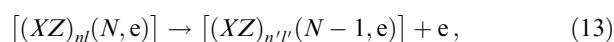
В связи с проблемой мюонного катализа ядерных реакций синтеза (см. раздел 2.3) довольно детально исследуются каскадные процессы в смеси изотопов водорода [14–16, 20], в частности в DT-смеси. Здесь важную роль играет процесс перехвата мюонов с возбужденного мезоатома дейтерия на тритий [53]



поскольку благодаря ему существенно уменьшается необходимая концентрация трития. Его количественной характеристикой является вероятность q_{1s} того, что в конце процесса девозбуждения $(d\mu)_{n_0} \rightarrow (d\mu)_{1s}$ мюон останется в составе $(d\mu)$ -атома. Если предположить, что $(d\mu)$ -атомы термализованы, то расчетные значения q_{1s} [33, 53] оказываются существенно меньше экспериментальных [54–60]. Это рассогласование между теорией и экспериментами, получившее название *проблема* q_{1s} , не устранено до сих пор. Можно указать два механизма, ведущих к увеличению q_{1s} : разгон $(d\mu)$ -атомов в кулоновских переходах (4) (см. [36, 61–63]) и разрушение ("кулоновский взрыв") мезоатомом двухатомной молекулы в результате ее однократной или двукратной оже-ионизации [15] (это процесс типа (3), в котором мезоатомом есть $(d\mu)$, а вместо H следует взять H_2 , HD, DT, T_2 , ...).

2.2.2. Случай $Z > 1$. Для атомов с $Z > 1$ штарковские процессы несущественны, за исключением легких атомов, например гелия (см. ниже). Причина состоит в том, что взаимодействие частиц X с практически всегда имеющимися в таких ЭА электронами снимает кулоновское вырождение по орбитальному моменту. Реакции типа (1) становятся нерезонансными, и сечение их падает.

Внешние оже-процессы (3) при $Z > 1$ маловероятны по сравнению с выбиванием собственных электронов:



где N — число электронов в ЭА. Заряд ЭА равен $q = e(Z - N - 1)$. В процессах (13) образуются ЭА с $q > 0$, т.е. ионы, которые поляризуют атомы и в результате ионно-молекулярных реакций, происходящих практически мгновенно (за $\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ с), образуют с ними связанные состояния — ионные кластеры. Эти процессы многообразны, весьма интересны, но малоизученны. Остановимся на некоторых конкретных примерах.

В [64] отмечено, что размеры нижних мюонных орбит ЭА, получающегося при посадке μ^- на Ag и Ne, малы по сравнению с размерами электронных. По этой причине при остановках μ^- в этих газах с заметной вероятностью должны образоваться нейтральные ЭА, в которых имеется $N = Z - 1$ электронов, движущихся в поле практически точечного заряда $Z - 1$. Соответственно по структуре электронной оболочки и химическим свойствам эти ЭА аналогичны фтору (${}_\mu F$) и хлору (${}_\mu Cl$). В результате взаимодействия магнитных моментов мюона и неспаренного электрона, имеющегося в этих атомах, возникает прецессия спина мюона с частотой, характерной для атома мюония (μ^+e^-). В опытах [65, 66] с пучком поляризованных по спину мюонов эта прецессия была обнаружена на основе метода МСР (мюонной спиновой релаксации) [7, 67]. В аналогичных опытах [68] наблюдалось, что при добавлении к аргону ксенона никаких изменений по сравнению с чистым аргоном не происходило. Однако при добавлении ксенона к неону МСР-сигнал, соответствующий атому (${}_\mu F$), исчезал. Согласно [69] в последнем случае сначала образуются молекулы HeF (индекс μ у фтора далее иногда опускаем). Аналогичные молекулы NeF не существуют и поэтому не образуются. Далее происходит диссоциативное прилипание:



на вторичных δ -электронах, выбитых из атомов мюоном при его торможении. При давлениях ~ 40 атм, характерных для указанных экспериментов, потенциальная энергия термализованных δ -электронов в поле трека велика по сравнению с их тепловой энергией, поэтому регулярный дрейф в электрическом поле мюонного трека преобладает над хаотической диффузией, уводящей электроны от трека. В результате δ -электроны рекомбинируют на положительных ионах и трек постепенно исчезает. При включении достаточно сильного внешнего электрического поля время жизни зарядов в мишени существенно увеличивается [70], поскольку электрическое поле удаляет положительные и отрицательные заряды друг от друга.

Таким образом, в опытах со смесью $Ne|Xe$ вместо (${}_\mu F$) образуются ионы (${}_\mu F^-$), у которых суммарный спин электронов равен нулю и поэтому отсутствует прецессия спина мюона. Из-за малости энергии связи молекулы $XeCl$ и $ArCl$ неустойчивы при комнатных температурах, и поэтому никаких изменений в опытах с $Ar|Xe$ замечено не было [69].

Отметим, что, несмотря на кажущуюся сложность, эта модель довольно реалистична. Самое сомнительное звено ее — явление рекомбинации δ -электронов на собственном треке — давно известно в радиационной химии [71]. Это явление было независимо обнаружено и использовано в [72] для измерения коэффициента при-

липания мюонов к ядрам ${}^3\text{He}$ в реакциях мюонного катализа в дейтерии. В этом опыте мюоны, остановившиеся в дейтерии, образовывали мезомолекулы $dd\mu$, в которых происходили реакции DD-синтеза и возникали быстрые ядра ${}^3\text{He}$ с энергией 0,8 МэВ. Требовалось определить вероятность ω того, что мюон будет захвачен этим ядром в одно из связанных состояний (коэффициент прилипания), т.е. вероятность появления не ядра ${}^3\text{He}$ с зарядом $+2e$, а мезоиона $\mu^3\text{He}$ с зарядом $+e$. Поскольку энергии этих частиц одинаковы, то в газе низкой плотности, когда треки широкие и электроны не рекомбинируют, они создадут одинаковое число пар ионов и будут неразличимы, так как собранный заряд будет одинаков. Однако трек ${}^3\text{He}$ более короткий, и в нем выше концентрация ионов. Было обнаружено, что при давлении дейтерия ~ 100 атм в этом треке начинается рекомбинация, поэтому при указанных (и более высоких) давлениях электрические импульсы, получаемые в ионизационной камере от треков ${}^3\text{He}$ и мезоиона, будут разными, что и позволило измерить величину ω .

Ионно-молекулярные реакции характеризуются масштабами $\sim 10^{-7}$ см, и в этом смысле они являются макроскопическими по сравнению с процессами, происходящими с участием ЭА, характерный масштаб которых $\sim 10^{-11}$ см. Тем не менее первые в ряде случаев существенно влияют на наблюдаемые скорости последних [73, 74] по той причине, что в результате ионно-молекулярных реакций ЭА оказывается в той области кластера, в которой электронная плотность мала или, наоборот, велика. В результате меняется роль тех микроскопических мезоатомных процессов, скорость которых определяется этой электронной плотностью, например, оже-переходов (13).

Имеется давнее противоречие, которое можно назвать "загадкой мюонного гелия", где важную роль играют ионно-молекулярные реакции [75, 76]. С целью проверки квантовой электродинамики (КЭД) уже давно проводятся прецизионные измерения спектра атома водорода. Основную погрешность здесь дает поправка к уровням энергии электрона, связанная с конечными размерами протона. Реальный путь нахождения этой поправки заключается в измерении разницы Δ уровней 2s- и 2p-состояний в ЭА ($p\mu$) и ($\alpha\mu$) [77–79]. Основной вклад ($\sim 90\%$) в Δ дает эффект поляризации e^+e^- -вакуума, а $\sim 10\%$ дают поправки, обусловленные конечным размером распределения зарядов в ядрах. Имеется и ряд других, менее существенных поправок, которые могут быть измерены (лэмбовский сдвиг и т.д.). Поэтому измерение спектров ЭА представляет самостоятельный интерес. Давний интерес к этим атомам связан также с поисками эффектов слабых нейтральных адронных токов [80, 81], а в последнее время — с прецизионными измерениями характеристик этих токов [82]. Для измерения Δ в мюонном гелии в опытах [83–85] мишень облучалась лазерными импульсами с длиной волны λ , близкой к теоретическому значению резонансной длины волны

$$\lambda_{\text{th}} = 812,2 \pm 1,5 \text{ нм}$$

(см. [86]). Лазерное излучение вызывало переходы $2s \rightarrow 2p$ в $\mu^4\text{He}$, после чего эти ЭА испускали рентгеновские кванты K_α -перехода ($2p \rightarrow 1s$), которые детектировались. Лазерный импульс запускался через достаточно

большое время (~ 1 мкс) — время задержки — после сигнала о влете мюона в мишень, чтобы отделить индуцированные лазером K_α -кванты от испускаемых в процессе каскадных переходов. В указанных опытах наблюдался резонанс

$$\lambda = 811,7 \pm 1,5 \text{ нм}, \quad (15)$$

согласующийся с теоретическими значениями λ_{th} . Ранее [87, 88] те же авторы при временах задержки ≥ 1 мкс наблюдали электроны, возникающие при распадах мюонов, и рентгеновские кванты от K_α -перехода и двуквантового перехода $2s \rightarrow 1s$. Было обнаружено, что при давлении гелия p от 7 до 50 атм временные спектры этих частиц (частота появления квантов в зависимости от времени задержки t) с хорошей точностью описывается одним экспоненциальным слагаемым $\exp(-\lambda_Q t)$, где

$$\lambda_Q = \frac{1}{\tau_\mu} \approx 0,5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Отсюда авторы заключили, что время жизни метастабильного 2s-состояния слабо зависит от давления p , его распад — это главным образом распад мюона, а скорость тушения λ_Q метастабильного 2s-состояния мала.

Далее стали накапливаться противоречия. Авторы [89–91] заметили, что при каскаде мюонный гелий в оже-процессах (13) теряет последний электрон и становится ионом $(\alpha\mu)^+$, где $\alpha \equiv {}^4\text{He}$. Из-за адиабатичности движения ядер и большой разницы между потенциалами ионизации гелия и водорода этот ион не может захватить электрон у других атомов гелия, поэтому авторы предположили, что он остается свободным. Но тогда происходят индуцированные радиационные переходы: внутриатомные электрические поля, в которые периодически попадает ион $(\alpha\mu)_{2s}^+$, индуцируют в нем примесь 2p-состояния, и поэтому происходит радиационный переход $2p \rightarrow 1s$. При $p \sim 50$ атм результирующая скорость перехода в 1s-состояния составляет $\sim 10^7 \text{ с}^{-1}$, что противоречит сделанному ранее заключению о малости λ_Q . Для разрешения противоречия в [88, 89] предположили, что ион $(\alpha\mu)^+$ образует кластер — сферу Аткинса [257]. Идея состояла в том, что этот ион занимает в кластере центральное положение и вследствие симметрии электрическое поле на ионе $(\alpha\mu)^+$ зануляется, а значит, прекращаются индуцированные радиационные переходы. В [92] и более детально в [93] было показано, что в кластерах указанные переходы не замедляются, а, наоборот, ускоряются. Причина заключается в том, что электрическое поле на $(\alpha\mu)$ равно нулю только при равновесном положении ядер кластера. При колебаниях ядер, неизбежных даже при $T \rightarrow 0$, возникает электрическое поле, которое разрушает 2s-состояния. Итак, с ростом давления скорость λ_Q тушения 2s-состояния сначала растет линейно и затем (при $p \geq 5$ атм) становится постоянной [93]:

$$\lambda_Q \sim 2 \times 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad (16)$$

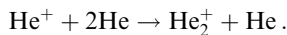
что соответствует тушению в образовавшемся кластере. Такая зависимость согласуется с опытами [94, 95]. В области $p < 1$ атм

$$\lambda_Q = k_1 N + k_2 N^2, \quad (17)$$

где $k_2 = (5,9 \pm 0,8) \times 10^{-32} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ [94]. Второе слагаемое в (17) описывает образование кластеров в реакции



поскольку значение константы скорости k_2 согласуется с измеренным значением 6×10^{-32} [96] для реакции



Все эти результаты для λ_Q резко противоречат выводам, сделанным в экспериментах [87, 88]. Картина стала еще более неясной после того, как был поставлен опыт [76] при малом давлении $p = 0,04$ атм, что стало возможным благодаря применению магнитной ловушки для мюонов. При указанных давлениях согласно (17) λ_Q должна быть малой, и поэтому при повторении опытов [83–85] с лазером с длиной волны (15) должен наблюдаться резонанс. Однако ни при длине волны (15), ни в ближайшей окрестности $811,4 < \lambda < 812$ нм резонансов не было обнаружено. Возникает вопрос: что за резонанс наблюдала группа Заваттини [83–85]? Одно из возможных объяснений дано в заключении.

Рассмотренные выше примеры показывают, что ионно-молекулярные и другие химические реакции существенно усложняют описание каскадных переходов при $Z > 1$. Детали каскада зависят в данном случае от молекулярного строения вещества. Исследование этих явлений составляет целое направление в физике ЭА [5, 7, 9, 99] — мезонную химию, — которое здесь не будет обсуждаться. Некоторые свойства, однако, являются общими для всех веществ. В отличие от $Z = 1$, при $Z > 1$ ЭА (или экзотические молекулы) термализованы, поскольку сечение упругого взаимодействия этих ЭА с атомами вещества велико ($\sim 10^{-15} \text{ см}^2$). Связано это с тем, что такие ЭА либо нейтральны, но тогда у них есть электронная оболочка, либо они представляют собой ионы.

Наиболее вероятны радиационные переходы (5) с наибольшим изменением n :

$$n' = \min = l' + 1.$$

Оже-переходы (3) важны на верхних уровнях, где по закону сохранения энергии они должны быть многоквантовыми ($\Delta l < -1$). Учитывая, что в том и другом случае наиболее вероятны дипольные переходы $\Delta l = l' - l = -1$ [100], заключаем, что $|\Delta n| \geq |\Delta l|$. Отсюда следует, что каскад на нижних уровнях атомов с $Z > 1$ происходит в основном по круговым состояниям $l = n - 1$. Это еще одно общее свойство при $Z > 1$. Для случая чисто радиационного каскада, который имеет место на нижних уровнях или на всех уровнях при малой плотности вещества, в этом проще всего убедиться, используя классическую электродинамику [101, § 75].

Для развития теории ЭА с $Z > 1$ важен детальный расчет каскада в мюонном и пионном гелии [102]. Численно интегрировались уравнения движения системы, состоящей из 30 атомов гелия и одного экзотического иона $(X\alpha)^+$. Для константы k_2 получено значение, на порядок меньшее экспериментального (17). Можно предположить, что это связано с численными неустойчивостями классического траекторного расчета, которые иногда наблюдались в [40]. Учитывая интерес к экзотическому гелию как объекту исследований, было бы

важно в дальнейших расчетах отказаться от приближений, принятых в [102]. В частности, нельзя пренебрегать переходами между состояниями (n, l) , вызванными вращением межъядерной оси [33] (fixed field approximation [31]). Нельзя также пренебрегать индуцированными радиационными переходами, которые, как было отмечено ранее, существенны.

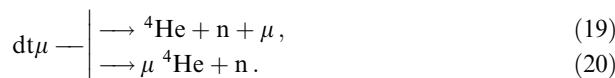
2.3. Мюонные атомы

Мюонные ЭА были обнаружены первыми [3], и с ними выполнено наибольшее число опытов. Время жизни мюонных атомов (МА) определяется слабым взаимодействием и поэтому велико (в атомных масштабах) для всех связанных состояний мюона. Это свойство делает мюоны хорошим инструментом для изучения свойств ядер (см. цитированные ранее обзоры). Измерение энергий рентгеновских квантов, испускаемых при каскадных переходах, позволило найти сдвиги уровней МА, связанных с конечными размерами ядер, и определить распределение заряда в тяжелых ядрах (в легких ядрах более точные результаты дают опыты по рассеянию электронов). Из измерений сверхтонкого расщепления уровней МА были найдены квадрупольные моменты несферических ядер (см., например, [103]).

В ряде экспериментов изучалось взаимодействие мюона с внутренними степенями свободы ядер. В [104] был предсказан эффект резонансного возбуждения ядер каскадирующим мюоном. Энергии некоторых переходов могут оказаться близкими с энергией возбуждения ядра. В этом случае мюон совершает безызлучательный переход вниз с одновременным возбуждением ядра, а ядро передает это возбуждение электрону (процесс внутренней конверсии). Если взять другой изотоп данного ядра, то его спектр возбуждения будет совсем другим и указанный резонанс будет отсутствовать. Это означает, что в спектре каскадных рентгеновских квантов интенсивность данного мюонного перехода для исходного атома будет ниже, чем у его изотопа. Этот резонансный эффект наблюдался, например, в [105] для пары изотопов ^{112}Cd , ^{114}Cd .

В [106] обсуждались реакции деления, индуцированные мюоном. По первому механизму мюон доходит до $1s$ -состояния и там через $\sim 10^{-7}$ с захватывается ядром в результате слабого взаимодействия. С некоторой вероятностью происходит одновременное возбуждение ядра с последующим делением. По второму механизму это возбуждение происходит в течение каскадных переходов мюона. Это явление было обнаружено в [107, 108] (подробная библиография содержится в [109]).

Уже на протяжении 50-ти лет продолжается изучение явления мюонного катализа ядерных реакций синтеза, предсказанного в [110, 111] и позже открытого в эксперименте [112]. Это явление детально обсуждалось в литературе (см. [4, 14–16]), поэтому здесь обсудим его лишь кратко. Мюон, остановившийся в смеси дейтерия и трития (или в тройной H|D|T-смеси), после каскада в конце концов оказывается в составе мюонных атомов $t\mu$. Эти атомы в столкновениях с молекулами D_2 и DT образуют мезомолекулы $dt\mu$, ядра которых через $\sim 10^{-12}$ с вступают в реакцию DT-синтеза



Это один цикл мю-катализа, и происходит он за время $\tau_c \sim 10^{-8}$ с. В реакции (19) мюон высвобождается, и производит новый цикл. В реакции (20), которая происходит с вероятностью $\omega_s \sim 0,005$ (коэффициент прилипания мюонов), мюон подхватывается α -частицей и гибнет в составе ЭА $\mu^4\text{He}$. Среднее число циклов DT-синтеза, катализированных одним мюоном, составляет

$$X_c = (\omega_s + \lambda_0 \tau_c)^{-1} \sim 100. \quad (21)$$

Применение мю-катализа в энергетике вряд ли возможно, поскольку требуемые для этого условия весьма жестки и недопустимы из соображений безопасности:

$T \sim 600$ К, $p \sim 1000$ атм,
масса трития — $M_t \sim 1$ кг,
пучок протонов — 1 ГэВ, $I \sim 10$ мА.

На наш взгляд, более реально создание исследовательского источника нейтронов с энергией 14 МэВ, интенсивностью $\sim 10^{14}$ нейтронов в секунду, работающего при более мягких условиях

$T \sim 400$ К, $p \sim 50$ атм,
 $M_t \sim 0,1$ кг, $I \sim 0,1$ мА.

Уместно добавить, что, несмотря на сохраняющийся относительно возможности использования реакций синтеза в энергетике оптимизм [113], у энергетиков, основанной на реакциях деления, вряд ли имеется альтернатива [114–119]. В настоящее время исследования по мю-катализу сконцентрировались на тройной смеси H|D|T [18–21]. Усовершенствование мюонных пучков [21], вероятно, позволит поставить эксперименты в новых условиях, например, в плазменных [15], где число циклов мю-катализа увеличивается на порядок.

Важный класс современных опытов составляет поиск редких реакций с мюонами. Сюда относятся процессы с несохранением лептонных чисел [120]

$$\mu \rightarrow eee, \quad \mu \rightarrow e\gamma, \quad \mu A \rightarrow eA'. \quad (22)$$

Обнаружение этих процессов или установление верхних границ для их относительных вероятностей позволит выйти за рамки стандартной модели электрослабых взаимодействий и построить более совершенную теорию. Ключевую роль в этих экспериментах играет повышение интенсивности мюонного пучка. Такие проекты предложены, например, на Московской мезонной фабрике [121], в Национальной лаборатории физики высоких энергий — КЕК, Япония [122].

2.4. Адронные атомы

Изучение адронных атомов (АА) дает важную информацию о свойствах ядра и самих адронов и характере их взаимодействия с нуклонами [6, 10–13, 122–124]. В [125–129] в результате измерений энергий рентгеновских квантов, испускаемых при переходах адронов между ридберговскими состояниями, были найдены значения масс и магнитных моментов отрицательных каонов и антипротонов, которые до сих пор являются наиболее точными. Эксперименты с АА позволили определить спины и четности некоторых адронов [7–10].

Продукты реакций адронов с нейтронами и протонами различны, что позволяет из измерений ширин рентгеновских переходов и относительных вероятностей различных реакций (branching ratios) получить пред-

ставление о распределениях протонов и нейтронов в ядрах [130–132]. Из-за кулоновского барьера плотность протонов падает на периферии ядра ("ядерная стратосфера") быстрее, чем плотность нейтронов (нейтронное гало), что подтверждается экспериментами. В тяжелых ядрах поглощение адронов происходит именно на периферии вследствие действия двух эффектов. Первый состоит в том, что из-за сильного поглощения у поверхности вероятность проникновения адрона в центр ядра мала. Второй возникает из-за действия центробежных сил, существенных в круговых состояниях $l = n - 1$, в которых главным образом находятся адроны в процессе каскада.

Эксперименты с АА изотопов водорода представляют особую ценность, так как дают прямую информацию о низкоэнергетическом взаимодействии адрона с нуклонами, не усложненную многочастичными эффектами [123]. Измерение энергий рентгеновских квантов дает значения ширины Γ и сдвига ΔE 1s-уровня АА, обусловленные сильным взаимодействием адрона с ядром. Согласно теории [133, 134] эти величины прямо пропорциональны соответственно мнимой (a'') и вещественной (a') частям длины рассеяния a адронов на нуклонах (точнее, определенной линейной комбинации длин рассеяния a_l для значений полного изоспина $I = 0$ и $I = 1$). Долгое время существовало противоречие между данными для каонного водорода (kaonic hydrogen puzzle): величины a' , найденные из экспериментов по рассеянию K^- на p и из измерений ΔE , имели разные знаки [12, 13]. В [52] это противоречие было устранено: по-видимому, оно проистекало из большого фона в ранних опытах с каонным водородом (обсуждение этого вопроса имеется в [135]). В эксперименте DEAR на установке DAΦNE [30] данные [52] будут уточнены. Запланировано также измерить примесь виртуальных пар кварков $S\bar{S}$ в протоне, которая существенно влияет на взаимодействие с каонами, также имеющими странные кварки в своем составе.

С ростом заряда ядра Z размер нижнего 1s-состояния АА становится сравним с размером ядра. На первый взгляд, ядерная ширина такого уровня должна быть большой:

$$\Gamma \sim n_N v_N \sigma_{HN} \sim 10 \text{ МэВ},$$

где n_N — плотность нуклонов, v_N — скорость адрона в ядре, σ_{HN} — полное сечение взаимодействия адрона с нуклоном. Во всяком случае Γ будет сравнима с расстоянием $\Delta \varepsilon$ между соседними уровнями. Это означает отсутствие глубоких связанных состояний, поскольку время жизни адрона на этих уровнях будет сравнимо с орбитальным периодом. Численное решение уравнения Клейна–Гордона, в котором взаимодействие пиона с ядром было взято в приближении оптического потенциала, показало, однако (см. [136, 137]), что в пионных атомах при любом Z ширина 1s-уровня мала:

$$\frac{\Gamma}{\Delta \varepsilon} \sim 0,05.$$

Физическая причина малости Γ весьма проста. Из оптики известно [138], что хорошо поглощающий материал ($\varepsilon'' \gg 1$) также хорошо отражает свет. Пример — металл. По этой же причине пион выталкивается из ядра, и результирующее поглощение, происходящее лишь в

тонком приповерхностном слое, резко уменьшается. Такая ситуация напоминает затухание волн в резонаторе с хорошей добротностью.

Вследствие ядерного поглощения в процессе каскада 1s-состояния достигает лишь очень малая доля пионов. По этой причине для обнаружения глубоких связанных пионных состояний был предложен прямой механизм их заселения (см. [137, 139]) — реакция перезарядки

$$n \rightarrow p + \pi^-,$$

происходящая в поле ядра; например,

$$n + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow (\pi^- {}^{208}\text{Pb})_{2p} + p, \quad (23)$$

$$d + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow (\pi^- {}^{208}\text{Pb})_{2p} + {}^3\text{He}. \quad (24)$$

Согласно расчетам [140], выполненным в импульсном приближении, с наибольшей вероятностью пион образуется в 2p-состоянии в поле ядра. Реакция (23) изучалась [141] на пучке нейтронов с энергией $E = 408$ МэВ, полученном на ускорителе TRIUMF в реакции

$$p + {}^7\text{Li} \rightarrow n + (\text{что угодно}).$$

По закону сохранения при энергии протонов

$$E_p = E_n - m_\pi c^2 + |\varepsilon_{2p}|,$$

где ε_{2p} — энергии связи пиона в поле ядра, должен наблюдаться резонанс. Однако он не был обнаружен из-за большого фона. В конечном итоге глубокие пионные состояния были обнаружены при исследовании реакции (24) (см. [142]).

В разделе 2.2.2 обсуждалась "загадка мюонного гелия". Оказывается, у гелия есть еще две загадки: "каонная" и "антипротонная". Последней из них собственно и посвящен данный обзор (см. раздел 2.6 и далее). Здесь же будет рассмотрена "каонная загадка".

Теоретические величины ширины Γ_{2p} ядерного захвата каонов и обусловленного взаимодействия с ядром сдвига ΔE_{2p} уровня атома $(K^- {}^4\text{He})$ в 2p-состоянии составляют (в эВ):

$$\begin{aligned} \Gamma_{2p} &= 2, \quad \Delta E_{2p} = -0,2 \text{ [143]}; \\ \Gamma_{2p} &= 3,3, \quad \Delta E_{2p} = -0,44 \text{ [144]}. \end{aligned} \quad (25)$$

Расчеты проводились в приближении оптического потенциала. Усредненные экспериментальные данные (в эВ) таковы [143, 145, 146]:

$$\Gamma_{2p} = 55 \pm 34, \quad \Delta E_{2p} = -43 \pm 8. \quad (26)$$

Рассогласование между (25) и (26) составляет суть "каонной загадки". Следуя [144], оценим эти величины, предполагая, что основной вклад в них дают близко расположенные гиперонные резонансы. Таковыми [147] являются $\Lambda(1405)$ и $\Sigma(1385)$, полные ширины которых составляют 50 МэВ и 35 МэВ. Суммарная масса каона и нуклона равна

$$m = m_K + m_N \approx 1430 \text{ МэВ},$$

т.е. характерная передача энергии в реакциях каона с нуклоном велика ($\delta E \sim \Gamma \sim 40$ МэВ), поэтому можно

считать, что каон реагирует с каждым нуклоном независимо. Четность P системы $(K^- N)$ в p-состоянии равна +1, изотопический спин $I = 0$ или $I = 1$, странность $S = -1$, полный момент $J = 1/2$ или $J = 3/2$. Сильное взаимодействие сохраняет эти величины. Λ -гиперон не подходит по четности, поэтому захват каона происходит через резонанс $\Sigma(1385)$ с квантовыми числами

$$I = 1, \quad J = \frac{3}{2}, \quad P = 1, \quad S = -1.$$

Распад ΞA ($K^- \alpha$) в 2p-состоянии опишем по теории резонансных реакций Фано [148, 149]. Каон поглощается нуклоном, образуется Σ -резонанс, который распадается либо снова на каон и нуклон (упругий канал), либо на $\Lambda + \pi$ (неупругий канал). Вектор состояния системы имеет вид

$$|\psi\rangle = C_0 |EA\rangle + C_1 |\Sigma\rangle + \sum_{\mathbf{K}} C_{\mathbf{K}} |\mathbf{K}\rangle, \quad (27)$$

где $|EA\rangle$, $|\Sigma\rangle$, $|\mathbf{K}\rangle$ — векторы состояний атома ($K^- \alpha$), Σ -резонанса и частиц $\Lambda + \pi$, разлетающихся с импульсом \mathbf{K} в системе центра инерции (с.ц.и.) соответственно. Все эти состояния не являются собственными векторами полного гамильтониана, и поэтому между ними происходят переходы. Будем предполагать, что наиболее вероятны реакции, идущие через Σ -резонанс. Тогда при проектировании уравнения движения ($\hbar = 1$)

$$i \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi\rangle$$

на указанные векторы состояний можно пренебречь связью каналов $(K^- N)$ и $(\Lambda \pi)$, а также недиагональными матричными элементами $\langle \mathbf{K}' | \hat{H} | \mathbf{K} \rangle$ (см. [148, 149]). Для амплитуд вероятности получаем уравнения

$$\begin{aligned} i\dot{C}_0 &= VC_1, \\ i\dot{C}_1 &= VC_0 - \varepsilon C_1 + \sum_{\mathbf{K}} V_{\mathbf{K}} C_{\mathbf{K}}, \\ i\dot{C}_{\mathbf{K}} &= V_{\mathbf{K}}^* C_1 + (-\Delta + T_{\mathbf{K}}) a_{\mathbf{K}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь

$$\begin{aligned} V &= \langle \Sigma | \hat{H} | EA \rangle, \quad V_{\mathbf{K}} = \langle \Sigma | \hat{H} | \mathbf{K} \rangle, \\ \Delta &= (m_K + m_N - m_{\Lambda} - m_{\pi})c^2 = 170 \text{ МэВ}, \\ \varepsilon &= (m_K + m_N - m_{\Sigma})c^2 = 45 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

$T_{\mathbf{K}}$ — кинетическая энергия $\Lambda + \pi$ в с.ц.м. Для квазистационарного состояния с энергией E амплитуды пропорциональны $\exp(-iEt)$. Тогда из (28) следует дисперсионное соотношение

$$\frac{V^2}{E} - E - \varepsilon - \sum_{\mathbf{K}} \frac{V_{\mathbf{K}}^2}{E + \Delta - T_{\mathbf{K}}} = 0, \quad (29)$$

где $V_{\mathbf{K}}^2 \equiv |V_{\mathbf{K}}|^2$. Энергия невозмущенного атома $(K^- \alpha)_{2p}$ принята за нуль. Считая ширины состояний малыми:

$$E = \text{Re } E - \frac{i}{2} \Gamma \approx \text{Re } E - i0,$$

преобразуем (29) к виду

$$\frac{V^2}{E} - E - \bar{\varepsilon} - \frac{i}{2} \Gamma = 0, \quad (30)$$

где Γ — полная ширина Σ -резонанса,

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon + \delta\varepsilon, \quad \delta\varepsilon = \sum_K V_K^2 P \left(\frac{1}{E + \Delta - T_K} \right)$$

— поправка к массе Σ -резонанса, обусловленная виртуальными распадами на $\Lambda\pi$. Корень уравнения (30) при больших энергиях

$$E_2 \approx -\bar{\varepsilon} - \frac{i}{2} \Gamma$$

описывает Σ -резонанс, а корень при малых энергиях

$$E_1 \approx \frac{V^2}{\bar{\varepsilon} + (i/2) \Gamma} \quad (31)$$

соответствует $(K^- \alpha)_{2p}$.

В приближении оптического потенциала $U(r)$, принятом в [143, 144], в первом порядке теории возмущений энергия атома равна

$$E'_1 \approx \int \phi^2(r) U(r) d^3r \sim \phi_0 J_0. \quad (32)$$

Здесь

$$J_0 = \int U(r) \phi(r) d^3r, \\ \phi_0 \equiv \phi(r_0) \sim \frac{1}{15} \frac{r_0}{a_K^{5/2}}$$

— значения ВФ каона $\phi(\mathbf{r})$ на границе ядра гелия $r = r_0 \approx 1,5$ Фм, $a_K = 1/m_K$ а.е.

Матричный элемент V имеет вид

$$V = \int \phi(r) \hat{H} \phi(r) d^3r \sim \int \phi(r) U(r) \phi(r) d^3r \sim \phi_0 J_0, \quad (33)$$

где $\phi_0 \sim V_0^{-1/2}$ — характерная величина ВФ Σ -резонанса $\phi(r)$, которая локализована в объеме ядра V_0 . Из (32) и (33) получаем

$$\frac{V}{E'_1} \sim \frac{\phi_0}{\phi_0} \sim 10 \left(\frac{a_K}{r_0} \right)^{5/2} \sim 5 \times 10^4. \quad (34)$$

Согласно (25) $E'_1 \sim 1$ эВ, поэтому $V \sim 5 \times 10^4$ эВ. Отсюда и из (31) находим

$$|\Delta E_{2p}| \sim \Gamma_{2p} \sim \frac{V^2}{\Gamma} \sim 100 \text{ эВ},$$

что вполне согласуется с (26).

Из (31) и (34) следует

$$\frac{E_1}{E'_1} \sim \frac{|U_0|}{\Gamma} \sim 10, \quad (35)$$

где оценка $|U_0| \sim 300$ эВ для оптического потенциала $K^- - {}^4\text{He}$ взята из [150].

Из вида формулы (35) становится ясна причина расхождения между (25) и (26): она состоит в малости Γ . Таким образом, приближение оптического потенциала не учитывает резонансный характер взаимодействия каона с нуклонами, возникающий вследствие близости энергии E к Σ -резонансу и сравнительной малости его ширины.

В [144] матричные элементы V и V_K полагались равными нулю и учитывалась лишь прямая связь кана-

лов (KN) и ($\Lambda\pi$). Это по физическому смыслу не согласуется с теорией Фано и соответствует нерезонансной реакции $K + N \rightarrow \Lambda + \pi$, которая, как было показано выше, маловероятна по сравнению с резонансной.

Согласно [31, 34, 35, 40] ядерная ширина Γ_{2p} в 2р-состоянии каонного водорода $(K^-p)_{2p}$ порядка 5×10^{-4} эВ. Это следует как из анализа [31] измеренной доли ядерных захватов, происходящих в р-состояниях, так и из сравнения теоретических [34, 35, 40] и экспериментальных [52] значений выхода Y рентгеновских K_α -квантов. На наш взгляд, причина малости Γ_{2p} для водорода по сравнению с этой величиной для гелия заключается, грубо говоря, в малости протона по сравнению с ядром гелия. В том и другом атоме ВФ каона вследствие действия центробежных сил убывает при его сближении с ядром вплоть до его границы r_0 . Внутри ядра она остается приблизительно постоянной. Из-за малости размера r'_0 для протона матричный элемент V для каонного водорода намного меньше, чем для гелия.

Другое возможное объяснение аномальной ширины $(K^- \alpha)_{2p}$ состоит в следующем. Внутри ядра гелия каон перерассеивается на нуклонах и поэтому взаимодействует с ними не только в р-волне, но и в s-волне. В этом случае эффект малости ВФ каона на нуклоне, связанный с центробежными силами, отсутствует. В случае же $(K^- p)_{2p}$ взаимодействие происходит только в р-волне. Из-за малости эффективного размера протона r'_0 по сравнению с ядром гелия r_0 матричный элемент V для протона существенно меньше (в $\sim (r_0/r'_0)^3$ раз), чем для гелия, поэтому

$$\frac{\Gamma_{2p}(\text{H})}{\Gamma_{2p}(\text{He})} \sim \left(\frac{r'_0}{r_0} \right)^6 \ll 1.$$

Обе рассмотренные модели основаны на предположении, что основную роль играет резонансный захват каона, происходящий при прямом взаимодействии каона с нуклоном, когда время пребывания каона внутри ядра порядка пролетного. Назовем такие механизмы двухчастичными. Однако такое предположение приводит к противоречию. Из данных для каонного гелия (26) и двухчастичного механизма следует, что ядерная ширина 2р-состояния каонного дейтерия должна быть большой (порядка 10 эВ). С другой стороны, на основе этого же механизма, используя измеренную величину ядерной ширины 1s-состояния каонного протия [52], в [40] для ширины 2р-состояния каонного дейтерия получена оценка 0,004 эВ. Малость ширины для дейтерия означает, что "загадка каонного гелия" не может быть объяснена парным взаимодействием каона с нуклонами — это многочастичный эффект. Единственное возможное объяснение состоит в том, что в системе "ядро гелия+каон" должно быть узкое состояние с малой энергией связи, имеющее многочастичную природу, аналогичную нейтронным ядерным резонансам [194]. В любом случае тут требуется дополнительное исследование, например измерение 2р-ширины каонного дейтерия.

2.5. Опыты с антиводородом

Простейшие составные антиядра были получены группами Л.Д. Ледермана (антидейтерий, 1965 г., США) и Ю.Д. Прокошкина (антигелий-3, 1970 г., г. Протвино). Лишь недавно на установке LEAR удалось на совмещен-

ных позитронном и антипротонном пучках получить и зарегистрировать 11 атомов антиводорода $\bar{\text{H}} = (\bar{\text{p}}\text{e}^+)$ [151]. В настоящее время в ряде лабораторий планируются [122, 152, 153] и уже начаты [154, 155] опыты по изучению свойств антиводорода. Ниже детально рассматриваются схемы этих опытов, чтобы читатель получил представление о современном уровне экспериментов.

Наиболее важными целями этих опытов являются проверка *CPT*-инвариантности (что впервые предложено в [156]) и слабого принципа эквивалентности [157, 158]. Для проверки *CPT*-инвариантности (физический смысл этой симметрии изложен в приложении, раздел I) в специальной магнитной ловушке предполагается получить ~ 1000 атомов $\bar{\text{H}}$ и сравнить их спектр со спектром атомов водорода. Сравнение энергий перехода $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ позволит проверить равенство зарядов электрона и позитрона с точностью до $\sim 10^{-11}$, а сравнение сверхтонкого расщепления в основном $1s$ -состоянии — равенство магнитных моментов p и $\bar{\text{p}}$ с точностью $\sim 10^{-8}$. Согласно теореме Людерса–Паули [159] из выполнения *CPT*-инвариантности следует равенство этих величин.

Атомы будут удерживаться за счет своего магнитного момента в устройстве [160] типа плазменной ловушки Иоффе [161]. В центре такой ловушки имеется минимум магнитного поля H , поэтому для атомов $\bar{\text{H}}$ со спином позитрона, направленным против поля, потенциальная энергия $U = M_B H$ имеет минимум. При $H \sim 1$ Тл характерная температура удерживаемых атомов $T \sim U \sim 1$ К. Для захвата атомов в ловушку и их дальнейшего охлаждения будет применяться метод лазерного охлаждения [162–167], позволяющий в принципе понизить температуру до $\sim 10^{-3}$ К. Эти процедуры были частично отработаны в [168, 169]. Захват облегчается благодаря тому обстоятельству, что атомы $\bar{\text{H}}$ образуются в области сильного магнитного поля [160]. Для измерения частоты ω_0 перехода $1s_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ в атомах $\bar{\text{H}}$ будет применен [170] метод нелинейной двухфотонной бездоплеровской лазерной спектроскопии [171, 172], успешно использованный для измерения этой частоты в атомах H [173] с точностью $\sim 10^{-12}$. Обычная двухфотонная лазерная спектроскопия представляет собой переходы, возникающие во втором порядке теории возмущений по взаимодействию лазерного поля \mathbf{E} частоты ω с атомом $V = \mathbf{dE}(t)$. Атом в $1s$ -состоянии поглощает лазерный фотон частоты $\omega_1 = \omega \approx \omega_0/2$ и одновременно совершает виртуальный дипольный переход в одно из возбужденных состояний. Далее отсюда он совершает дипольный переход в $2s$ -состояние, одновременно поглощая фотон $\omega_2 = \omega \approx \omega_0/2$. Результирующее поглощение в зависимости от частоты лазера ω представляет собой резонанс с шириной

$$\Delta\omega = \max(\Delta\omega_{2s}, \omega_D), \quad (36)$$

где $\Delta\omega_{2s} = 7 \text{ c}^{-1}$ — естественная ширина $2s$ -уровня,

$$\Delta\omega_{2s} \sim \frac{v_T}{c} \omega_0$$

— доплеровская ширина. В опытах [173] регистрировалось число атомов, переведенных в $2s$ -состояние в единицу времени. При воздействии внешних полей у них индуцируется примесь $2p$ -состояния, после чего они

переходят в $1s$ -состояние, испуская квант, который регистрируется.

Даже при $T \sim 1$ К доплеровская ширина очень велика: $\Delta\omega_D/\omega_0 \sim 10^{-6}$. Выход из тупика открывает бездоплеровская спектроскопия [171, 172]. Лазерный луч проходит через газ вдоль оси x вперед (луч 1) и, отражаясь от зеркала, возвращается и проходит через газ вторично (луч 2). Таким образом, газ находится в поле стоячей лазерной волны. Для анализа результирующего поглощения лучше всего перейти в систему покоя атома. В системе отсчета атома, имеющего скорость v_z , луч 1 имеет частоту $\omega_1 \approx \omega - kv_z$, а луч 2 $\omega_2 \approx \omega + kv_z$, где $k = 2\pi c/\omega$ — волновой вектор. При виртуальном переходе атома из $1s$ -состояния поглощается фотон 1 из луча 1, а при обратном переходе в $2s$ -состояние — фотон 2. В результате линейный по v_z доплеровский сдвиг компенсируется и ширина $\Delta\omega_{2s}$ будет определяться квадратичным эффектом Доплера:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\omega_D}{\omega_0} \sim \left(\frac{v_T}{c}\right)^2,$$

что при $T \sim 1$ К составляет $\sim 10^{-12}$. Ширина перехода, в котором оба фотона поглощаются из одного и того же луча, по-прежнему определяется величиной v_T/c , поэтому результирующая кривая поглощения представляет собой узкий резонанс на фоне широкого пьедестала. Очевидно, что лазерное охлаждение захваченных в ловушку атомов позволит повысить точность измерений ω .

Получение атомов $\bar{\text{H}}$ в ловушке Иоффе является по существу конечным этапом экспериментов ATRAP и ATHENA. Ему предшествует несколько сложных предварительных этапов, часть которых уже отработана [174, 175]. Антипротоны и позитроны, необходимые для формирования атомов $\bar{\text{H}}$, накапливаются в двух соосных ловушках Пеннинга [176–179] (Penning trap). Вдоль общей оси ловушек создано магнитное поле, почти однородное внутри каждой ловушки. На концах каждой ловушки расположены два электрода в форме параболоидов вращения. На них подан потенциал, необходимый для электростатического запираания удерживаемых частиц. Вдоль общей оси электродов просверлены отверстия, необходимые для ввода частиц в ловушку. Силовые линии электрического поля уходят с этих электродов на окружающий ловушку кольцевой электрод с потенциалом противоположного знака. Сгусток антипротонов с начальной энергией 5,8 МэВ сначала тормозится в слое вещества до энергий меньше 3 КэВ и захватывается в область с нестационарным электрическим потенциалом (подробности см. в [180, 181]), а после предполагаемого в проектах электронного охлаждения часть антипротонов оказывается в ловушке Пеннинга. Далее в результате омической релаксации токов Фуко, индуцируемых антипротонами в электродах ловушки [182, 183], антипротоны в течение ~ 100 с охлаждаются до температуры электродов (жидкий гелий). Здесь возникает интересная, на наш взгляд, задача о развитии коллективных циклотронных неустойчивостей антипротонов в ловушке, которые уменьшают время релаксации (догадки об этой возможности имеются в [183]). Процесс релаксации в этом случае аналогичен сверхизлучению на циклотронной частоте [184], которое, возможно, является основным механизмом потери энергии в токамаках. Анало-

гичные процедуры совершаются с позитронами, которые предполагается получать от β -источников. В последнем опыте [174], выполненном перед остановкой LEAR, в обеих ловушках было накоплено примерно по 10^6 частиц.

В конечном итоге \bar{p} и e^+ , накопленные в соосных ловушках Пеннинга, приводятся в соприкосновение друг с другом за счет изменения потенциалов параболических электродов. В зоне соприкосновения происходит рождение атомов \bar{H} в процессах рекомбинации. В качестве реальных механизмов рассматриваются [185]:

стимулированная радиационная рекомбинация

$$e^+ + \bar{p} + N\hbar\omega \rightarrow \bar{H}_n + (N+1)\hbar\omega, \quad (37)$$

трехчастичная рекомбинация

$$\begin{aligned} \bar{p} + e^+ + e^+ &\rightarrow \bar{H}^* + e^+, \\ \bar{H}^* + e^+ &\rightarrow \bar{H} + e^+. \end{aligned} \quad (38)$$

В (37) n — главное квантовое число уровня, на который производится лазерная посадка позитронов. В (38) первая реакция описывает начальный захват e^+ в состояние \bar{H} с энергией связи $|e| \sim T$. Вторая описывает результат многократных столкновений \bar{H}^* с позитронами, вследствие которых атом достигает состояний с малыми n и после радиационного перехода оказывается в 1s-состоянии.

Следуя работам [186–188], проанализируем процессы (37), (38) при типичных для экспериментов ATRAP, ATHENA условиях в области рекомбинации \bar{p} и e^+ :

$$n_e = 10^8 \text{ с}^{-3}, \quad T = 4,2 \text{ К}, \quad H = 3 \text{ Тл}. \quad (39)$$

Здесь n_e — концентрация e^+ .

Радиус ларморовской орбиты e^+ (здесь и далее $\hbar = m_e c = e = 1$) порядка

$$r_H \sim \frac{v_T}{\omega_H} \sim 500, \quad (40)$$

где v_T — тепловая скорость e^+ , $\omega_H = eH/(m_e c)$ — циклотронная частота позитрона. Радиус (40) мал по сравнению с томсоновским радиусом:

$$r_H \ll R_T, \quad R_T = \frac{e^2}{T} \sim 0,7 \times 10^5. \quad (41)$$

Это означает, что позитроны замагничены и движутся как по натянутым струнам. Направим ось z вдоль \mathbf{H} . Потенциальная энергия позитрона на "струне", проходящей на расстоянии ρ от \bar{p} , равна

$$U = -\frac{1}{r} = -\frac{1}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}. \quad (42)$$

Рекомбинировать на антипротоне могут только позитроны, находящиеся внутри томсоновской сферы ($r < R_T$), поскольку их потенциальная энергия порядка кинетической ($|U| \sim T$). Число этих позитронов порядка

$$N^* \sim \frac{4}{3} \pi R_T^3 n_e. \quad (43)$$

На первом этапе рекомбинации действует механизм "перестановочных столкновений" [186]. Позитрон, дви-

жущийся в потенциальной яме (42), в столкновениях с другими позитронами релаксирует и оказывается у ее дна ($z = 0$) с характерной скоростью (обратное время релаксации)

$$\lambda_{GN} \sim \pi \rho^2 n_e v_T. \quad (44)$$

С такой же частотой происходят перестановочные (replacement) столкновения: позитрон, находящийся в связанном состоянии на "струне" с параметром ρ , выбивается другим позитроном, движущимся по "струне" с параметром $\rho' \sim \rho$, причем налетающий позитрон оказывается в связанном состоянии.

Согласно (44) характерное значение ρ уменьшается по закону

$$\dot{\rho} = -\lambda_{GN} \rho.$$

Отсюда видно, что при малых ρ рекомбинация замедляется. В этой области ($\rho \sim \rho_c$) "включается" дрейфовый механизм [187]. Позитроны, пролетающие на больших расстояниях ($\rho' \leq r_D$), воздействуют на захваченный позитрон своим электрическим полем $E \sim 1/\rho'^2$. В течение времени столкновения $\tau \sim \rho'/v_T$ он дрейфует со скоростью

$$v_D = \frac{c(\mathbf{E} \times \mathbf{H})}{H^2}$$

и передвигается на расстояние $\delta \rho \sim v_D \tau$. Поскольку величины $\delta \rho$ случайны и малы ($|\delta \rho| \ll \rho$), движение захваченного позитрона по ρ носит диффузионный характер с коэффициентом диффузии

$$D_T = \sqrt{\frac{\pi}{2T}} \frac{n_e c^2 A^2}{H^2},$$

где $A = \ln(T n_e^{-1/3}) \sim 2$ — кулоновский логарифм $e^+ \bar{p}$ -плазмы. Позитрон притягивается к антипротону с силой $F = -1/\rho^2$ и поэтому дрейфует по направлению к нему со скоростью $v_D = b_\perp F$, где $b_\perp = D_T/T$ — подвижность.

С учетом двух рассмотренных механизмов расстояние рекомбинирующего позитрона до антипротона уменьшается от $\rho \sim R_T$ до $\rho = 0$ по закону [188]

$$\dot{\rho} = -\lambda_{GN} \rho - b_\perp \frac{1}{\rho^2}. \quad (45)$$

Отсюда находим время рекомбинации

$$\tau_r = \int_0^{R_T} \frac{d\rho}{\beta n_e v_T \rho^3 + b_\perp / \rho^2}, \quad (46)$$

где $\beta \sim 1$. Из (45), (46) находим

$$\rho_c = \left(\frac{b_\perp}{\beta n_e v_T} \right)^{1/5} \sim 0,8 \times 10^4, \quad (47)$$

$$\tau_r \sim \frac{\rho_c^3}{b_\perp}, \quad (48)$$

причем основной вклад в τ_r дают $\rho \sim \rho_c$. Это и есть лимитирующая, наиболее медленная (bottle-neck) стадия столкновительной рекомбинации (38) (см. [188]). Скорость рекомбинации $\lambda_{\bar{H}} \sim N^*/\tau_r$ составляет

$$\lambda_{\bar{H}} \sim 4\pi b_\perp n_e \left(\frac{R_T}{\rho_c} \right)^3, \quad (49)$$

где первый множитель — это скорость, полученная в [187]. Скорость (49) в $(R_T/\rho_c)^3 \sim 10^3$ раз больше, чем указанная в [187], и во столько же раз меньше, чем найденная в [186]. При условиях (39)

$$\lambda_{\bar{H}} \sim 2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}. \quad (50)$$

Подчеркнем, что в результате рассмотренной здесь трехчастичной рекомбинации образуется антиводород в $1s$ -состоянии. Если атом \bar{H} покидает плазму раньше, чем успевает завершиться рекомбинация, он будет ионизован электрическими полями ловушек Пеннинга, а образовавшиеся e^+ и \bar{p} вернуться в плазму. Отсюда следует условие, накладываемое на размер зоны рекомбинации (плазмы):

$$L > \frac{v_a}{\lambda_{\bar{H}}} \sim 0,5 \text{ см}, \quad (51)$$

где $v_a = \sqrt{2T/m_p}$ — тепловая скорость атома.

Приведенная здесь теория [186–188] трехчастичной рекомбинации (38) нарушается при малых ρ :

$$\rho < \rho_0 = \omega_H^{-2/3} \sim 2 \times 10^3.$$

На этих расстояниях кулоновская сила $1/r^2$ велика по сравнению с силой Лоренца Hv/c , поэтому эффект замагниченности отсутствует, циклотронное движение позитронов вокруг силовых линий магнитного поля сменяется движением по кеплеровским эллиптическим орбитам вокруг протона. Под действием магнитного поля эти орбиты вращаются как целое с ларморовской частотой $\omega_L = \omega_H/2$, которая при $\rho < \rho_0$ мала по сравнению с частотой обращения позитронов по кеплеровским орбитам.

Размер орбиты $r \sim \rho_0$ соответствует главным квантовым числам $n \sim 30$. Неупругие столкновения позитронов с атомами \bar{H} , сопровождающиеся изменением n , маловероятны. Дальнейшее девозбуждение таких атомов \bar{H} происходит в два этапа. Сначала в результате штарковских процессов

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

достигаются состояния с малыми орбитальными моментами l . Затем происходят радиационные переходы из этих состояний непосредственно на уровни с малыми n . Скорость таких переходов порядка

$$\Gamma_\gamma \sim \Gamma_{np} \approx \Gamma_{2p} n^{-3} \sim 2 \times 10^4 \text{ с}^{-1},$$

где $\Gamma_{2p} = 0,6 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ — скорость перехода $2p \rightarrow 1s$. Как видно из (49), (50), при $n_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$ лимитирующей стадией процесса (38) становятся указанные радиационные переходы

$$\lambda_{\bar{H}} \approx \Gamma_\gamma \sim 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad n > 10^8 \text{ см}^{-3}. \quad (52)$$

При $n_e < 10^8 \text{ см}^{-3}$ верна формула (49). Имея это в виду, далее для оценок положим $\Gamma_\gamma = \infty$. Это означает, что атомы \bar{H} , достигшие состояний с малыми l , мгновенно уходят с уровня n . В такой постановке задача о каскаде при $\rho < \rho_0$ становится полностью аналогичной расчету эффективной скорости ядерного захвата адронов на уровне n в процессе каскада в адронных атомах [39] (см. также раздел 2.2). Позитроны, пролетающие по магнит-

ным "струнам" с $\rho \leq r_D$, своим электрическим полем вызывают малое изменение эксцентриситета и поворот кеплеровской орбиты. Эти изменения случайны, поэтому происходит диффузия рекомбинирующего позитрона по подпространству l (при фиксированном n). В соответствующем уравнении диффузии нужно поставить нулевое граничное условие при $l = l_0$, где $l_0 \sim 1$. Эффективная скорость радиационного девозбуждения Γ_D с уровня n равна значению диффузионного потока по "координате" l при $l = l_0$:

$$\Gamma_D = \frac{3n^2 n_e \Lambda^2}{A_1} \sqrt{\frac{2\pi}{T}},$$

где $\Lambda = \ln(r_D v_T/n)$, $A_1 = \ln n$. При условиях (39) и $n \sim 30$

$$\Gamma_D \sim 3 \times 10^6 \text{ с}^{-1},$$

т.е. диффузия к малым значениям l является быстрой стадией. Отсюда следует (52).

Наиболее детальный (из известных авторам работ) анализ механизма стимулированной рекомбинации (37) приведен в [189]. Пусть лазерная посадка позитрона производится из состояний с энергией E в какое-то состояние $|f\rangle$ атома \bar{H} с потенциалом ионизации I . В первом порядке теории возмущений по взаимодействию $V = \mathbf{r}\mathbf{E}(t)$ позитрона с полем лазера $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t)$ для числа атомов, образующихся в состоянии $|f\rangle$ в единицу времени, получаем выражение

$$J_f = N_p \lambda_f n(E). \quad (53)$$

Здесь N_p — число свободных антипротонов в плазме, $n(E)$ — число заполнения состояний позитрона с энергией E ,

$$\lambda_f = \frac{4\pi^2 S}{c} F(E), \quad F(E) = \rho(E) |z_{Ef}|^2, \quad (54)$$

S — плотность потока энергии в луче лазера, $\rho(E)$ — плотность позитронных состояний в расчете на единицу объема, z_{Ef} — матричный элемент z -координаты позитрона (ось z направлена вдоль \mathbf{E}_0). В [189] рассмотрены две возможности: посадка из непрерывного ($E > 0$) и дискретного ($E < 0$) спектра. При $E > 0$ начальное состояние позитрона имеет асимптотику $|\mathbf{p}\rangle \rightarrow \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r})$ при $r \rightarrow \infty$,

$$|z_{Ef}|^2 \equiv \int |\langle \mathbf{p} | z | f \rangle|^2 \frac{d\Omega_{\mathbf{p}}}{4\pi},$$

$$\rho(E) = \frac{p}{2\pi^2}, \quad p = \sqrt{2E}, \quad E = \omega - I,$$

$$n(E) = \left(\frac{2\pi}{T} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{-p^2}{2T} \right\} n_e$$

(спин позитрона не меняется и поэтому его не учитываем).

При температуре (39) длина волны Де Бройля позитрона велика ($\sim 10^3$ а.е.), поэтому в начальном состоянии позитрона $|\mathbf{p}\rangle$ достаточно оставить s -волну и перейти к пределу $p \rightarrow 0$:

$$|\mathbf{p}\rangle \rightarrow |p, s\rangle \approx \sqrt{\frac{\pi}{pr}} J_1(\sqrt{8r}). \quad (55)$$

Вследствие дипольного правила отбора посадка будет в основном происходить в состоянии

$$|f\rangle = |n, l=1, m=0\rangle$$

с угловым моментом $l=1$ и его проекцией на ось z $m=0$.

Тем же полем лазера образовавшиеся атомы будут ионизироваться со скоростью $\lambda_i = \lambda_r$ в результате обратных переходов $|f\rangle \rightarrow |p\rangle$. Наконец, со скоростью λ_γ происходит стабилизация атомов при спонтанных радиационных переходах в более низкие состояния. Далее они покидают плазму, что происходит за более длительное время $\sim L/v_a$. Число атомов, образовавшихся в единицу времени, равно

$$J_{\bar{H}} = \lambda_{\bar{H}} N_{\bar{p}}, \quad \lambda_{\bar{H}} = \lambda n(E), \quad (56)$$

где

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_\gamma},$$

$$\lambda_i \approx \frac{4\pi^2 S}{c} F(0).$$

Из (55) следует, что при $E \rightarrow 0$ $F(E) \rightarrow F(0) \neq 0$, поэтому в (53), (54) можно заменить $F(E)$ на

$$F(0) = \frac{2}{3} Q^2, \quad Q = \int_0^\infty r^{5/2} J_1(\sqrt{8r}) R(r) dr,$$

где $R(r)$ — радиальная ВФ состояния $|f\rangle$, нормированная условием

$$\int_0^\infty r^2 R^2(r) dr = 1.$$

В таком виде формула (56) описывает посадку из состояния с произвольным знаком E . Состояния с $E < 0$ заселяются в столкновениях (38).

Согласно монте-карловскому расчету [191] число заполнения квантовых состояний $n(E)$ при уменьшении E возрастает приблизительно по закону $\exp(|E|/T)$, при $E = E_s = -3,8 T$ достигает максимума и далее уменьшается. По этой причине согласно [189] (см. формулу (56)) при настройке лазера на частоту

$$\omega = I + E = I - |E_s|$$

следует ожидать увеличения $J_{\bar{H}}$ в $n(E_s)/n(0) = \exp(3,8) = 45$ раз по сравнению с посадкой из состояний $E = 0$.

Выше при расчете лазерной посадки, а также в [191], не учитывалось влияние магнитного поля. Основной вклад в Q дают значения r порядка размера орбиты состояния $|f\rangle$ ($r \sim 2n^2$). Поскольку $r < \rho_0$, то влиянием магнитного поля на лазерную посадку в состояния $n < 30$ можно пренебречь.

В качестве примера рассмотрим посадку в 2р-состояние, для которого

$$\lambda_\gamma = 0,6 \times 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad \frac{\lambda_i}{\lambda_\gamma} = \frac{S}{S_0}, \quad S_0 = 25 \text{ МВт см}^{-2}.$$

При $S \geq S_0$ согласно формуле (56) достигается насыщение и скорость образования атомов \bar{H} становится

максимальной:

$$\lambda_{\bar{H}} \approx \lambda_\gamma n(E). \quad (57)$$

В случае $E = 0$ $\lambda_{\bar{H}} \approx 3 \text{ с}^{-1}$, а при посадке позитронов из состояний $E = E_s = -3,8 T$ $\lambda_{\bar{H}} = 140 \text{ с}^{-1}$. Отсюда и из (50) видно, что процесс (38) более эффективен, чем (37), что верно при $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$. К тому же, в случае лазерной рекомбинации имеется следующий неясный вопрос, требующий дополнительного исследования. Известно (см. обзор [190]), что в случае

$$S > S_D = \frac{2 \times 10^{10}}{n^8} \text{ Вт см}^{-2}, \quad \omega \ll I = \frac{1}{2n^2} \quad (58)$$

возникает быстрая ионизация атома, находящегося в n -м ридберговском состоянии, имеющая стохастический диффузионный характер. С другой стороны, в расчете [191] поле лазера не учитывалось, и поэтому встает вопрос об устойчивости ридберговских состояний с $E \sim E_s$. Имеются два довода в пользу устойчивости этих состояний, а значит, и правильности расчета [189]. Во-первых, это удовлетворительное согласие эксперимента [192] по лазерной посадке электронов на протоны в установке с электронным охлаждением протонного пучка с расчетом числа образовавшихся атомов, сделанным по описанной выше схеме. Во-вторых, для состояний с $E \sim E_s$ вместо второго условия (58) имеем противоположное: $\omega \gg |E_s|$. В разделе 9 будет показано, что в этом случае слабосвязанные состояния являются долгоживущими.

Требуемая для лазерной посадки в 2р-состояние величина S велика ($\sim 10^2 \text{ МВт см}^{-2}$) для имеющихся на частоте $\omega \sim 3,5 \text{ эВ}$ лазеров. По этой причине прямой процесс $|E \sim E_s\rangle \rightarrow |2p\rangle$ может осуществляться только в импульсном режиме работы лазера. Но тогда эффективная скорость посадки $\lambda \sim \lambda_{\bar{H}} \bar{W}/W$ будет слишком мала из-за малости отношения средней мощности лазера \bar{W} к пиковой мощности $W = S \cdot \sigma$ (σ — площадь сечения лазерного луча). Чтобы обойти эту трудность, в [189] предложено производить посадку в два этапа:

- $|E \sim E_s\rangle \rightarrow |n=11\rangle$;
- $|n=11\rangle \rightarrow |2p\rangle$.

Переход а) производится СО₂-лазером, а переход б) — лазером с длиной волны $\lambda = 377 \text{ нм}$. При величинах $S_a \sim 60 \text{ КВт см}^{-2}$ и $S_b \sim 250 \text{ Вт см}^{-2}$ для первого (СО₂) и для второго лазеров соответственно достигается насыщение, и скорость образования атомов \bar{H} достигает величины (57), т.е. $\sim 100 \text{ с}^{-1}$. Согласно (58) при $n = 11$ $S_D = 0,1 \text{ КВт см}^{-2}$, поэтому данная схема неосуществима из-за быстрой диффузионной ионизации промежуточного уровня ($n = 11$).

Насыщение n -го уровня наступает при

$$S = S_0 = 25 \left(\frac{2}{n} \right)^3 \text{ МВт см}^{-2}.$$

Отсюда и из (58) следует, что при $n \geq 3$ $S_D > S_0$, т.е. ни один из уровней не может быть использован в качестве промежуточного для посадки позитронов в 2р-состояние.

Все эти аргументы ставят под сомнение возможность практического осуществления стимулированной излуче-

нием лазера рекомбинации позитронов и антипротонов (37). В то же время в процессах тройной рекомбинации (38) атомы $\bar{\text{H}}$ образуются достаточно быстро, что внушает уверенность в возможности осуществления рассмотренных выше опытов с антиводородом. Учитывая, однако, их сложность, в ряде работ (см., например, статьи [152, 153, 193] и ссылки в них) предлагается получать и изучать атомы $\bar{\text{H}}$ на совмещенных пучках антипротонов и позитронов. Обсуждение этой обширной области исследований выходит за рамки данного обзора.

2.6. Метастабильность экзотического гелия. Модель Кондо

Итак, отрицательно заряженные адроны π^- , K^- , \bar{p} , Σ^- , ... после торможения практически в любом веществе через время $\sim 10^{-12}$ с образуют ЭА. Таким же по порядку величины является время каскадных переходов в экзотических атомах [12]. Следовательно, адроны захватываются ядрами через $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$ с после входа в мишень. Эксперименты [195, 196] с пионами показали, что гелиевые мишени составляют исключение: $\sim 99\%$ пионов захватываются через $\sim 10^{-12}$ с, но $\sim 1\%$ распадаются как свободные частицы ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$) за обычное время $\sim 10^{-8}$ с. Это явление метастабильности носит общий характер и было открыто также для других частиц: K^- [197–199], Σ^- [200, 201] и \bar{p} [202]. В последующих разделах данного обзора рассмотрены основные результаты исследований этого явления, которые проводятся в настоящее время в ряде лабораторий.

Качественное объяснение явления метастабильности [203], детализированное в [204], известно как модель Кондо, или модель "атомкулы". Согласно этой модели после торможения \bar{p} (для определенности и далее будем говорить об антипротонах, хотя все выводы справедливы и для других частиц) образуется нейтральная "атомкула" ($\bar{p}\alpha e$) в реакции



которую далее будем называть *прямым механизмом образования антипротонного гелия*. Здесь (n, l) — главное и орбитальное квантовые числа состояния антипротона (их начальные значения $l_0 \sim n_0 \sim \sqrt{m_p/m_e} \sim 40$). Малая доля антипротонов $f_M \sim 1/n_0 \sim 0,03$ оказывается на почти круговых орбитах $n - l \ll n$. Для таковых орбит ускорение, испытываемое \bar{p} при данной полной (внутренней) энергии ε_n , минимально, поэтому скорости радиационных переходов

$$(\bar{p}\alpha e)_{nl} \rightarrow (\bar{p}\alpha e)_{n'l'} + \gamma, \quad n' < n,$$

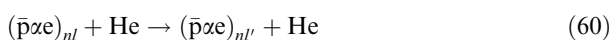
малы ($\Gamma_\gamma \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$). Оже-переходы

$$(\bar{p}\alpha e)_{nl} \rightarrow (\bar{p}\alpha)_{n'l'} + e, \quad n' < n,$$

подавлены ($\Gamma_A \ll \Gamma_\gamma$) вследствие большой величины углового момента ($\Delta l \sim 5$), который должен быть передан вылетающему электрону от тяжелых частиц (переходы с $\Delta l \sim 1$ запрещены по энергии). Взаимодействие между \bar{p} и e снимает кулоновское вырождение состояний по l и дает расщепление порядка

$$\Delta E = E_{n,l+1} - E_{nl} \sim 0,3 \text{ эВ},$$

поэтому штарковские переходы

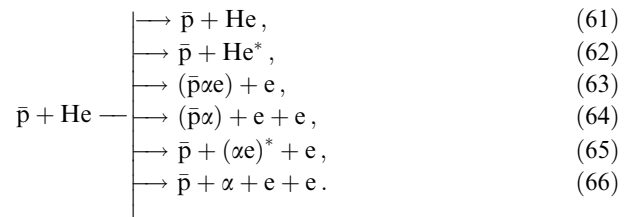


оказываются подавленными. Другая причина малой вероятности штарковских процессов состоит в паулиевском отталкивании "атомкулы" от атомов гелия: по химическим свойствам "атомкула" подобна атому водорода H [204]. Поскольку орбитали He заполнены, между H и He имеется отталкивание.

Итак, модель Кондо объясняет, почему в гелии имеется метастабильность, и дает правильную оценку для f_M . Но она не объясняет, например, почему метастабильность антипротонов отсутствует в других веществах. Кроме того, в рамках этой модели невозможно объяснить большинство экспериментов, выполненных в последние годы. Цель данной статьи заключается в том, чтобы дать обзор экспериментальных фактов, существующих теоретических моделей и привести результаты детализации модели "ионкулы", предложенной на качественном уровне в [205, 206]. Последнюю модель в качестве одной из задач намечено проверить в экспериментах (проект ASACUSA), начатых в 2000 г. и посвященных изучению атомно-молекулярных процессов с участием антипротонов [207, 208].

3. Прямой механизм образования антипротонного гелия

В результате столкновения антипротона с атомом гелия могут произойти следующие реакции:

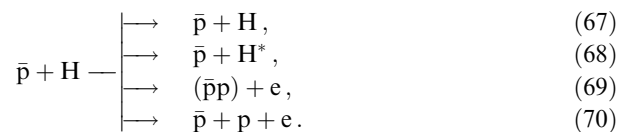


Здесь (61) — упругое рассеяние, (62) — неупругое, (63) — прямой механизм (59), (64) — прямое образование иона ($\bar{p}\alpha$), (65) и (66) — однократная и двукратная ионизация гелия. Легкая частица может унести энергию, но не импульс тяжелой частицы, поэтому реакции (63) и (64) возможны только при сравнительно малых энергиях \bar{p} :

$$E \leq I_{\text{He}} = 24,6 \text{ эВ}.$$

Реакция (64) (как и (63) с возбужденным электроном "атомкулы") адиабатически маловероятна, и поэтому ею можно пренебречь. Имеющиеся экспериментальные данные для полного сечения σ_i реакций (63)–(66) приведены на рис. 2 (кривая 1).

Поучительно сопоставить реакции (61)–(66) с аналогичными для водорода:



Из сравнения кривых 1 и 4 на рис. 2 видна существенная разница в измеренных сечениях σ_i для водорода (реакции (69), (70)) и гелия. Причина ее в том, что при расстоянии $R = R_{\text{FT}} = 0,64 \text{ а.е.}$ (радиус Ферми–Теллера) между тяжелыми частицами \bar{p} и p в реакциях (67)–(70) уровень

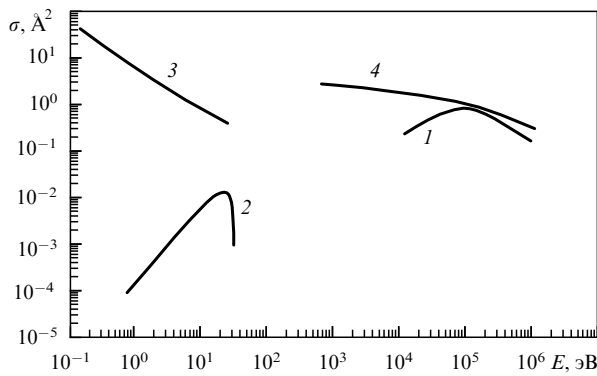


Рис. 2. Сечения некоторых процессов с участием антипротонов в зависимости от их энергии E : 1 — эксперименты [207, 209] для суммарного сечения реакций (63)–(66); 2 — наш расчет для (63); 3 — расчет [212]; 4 — теория и эксперимент [207, 209] для суммарного сечения (69), (70).

энергии основного электронного состояния пересекает границу непрерывного спектра, и при $R < R_{FT}$ связанные состояния электрона отсутствуют. Сколь угодно медленный антипротон "выталкивает" электрон из атома водорода ("адиабатическая ионизация"), поэтому сечение σ_i для водорода велико.

При энергии $E < I_{He}$ из всех каналов ионизации возможна только реакция (63): затратив энергию $\sim I_{He}$ на выталкивание электрона, антипротон уже не может удалиться на бесконечность и образует с He^+ связанное состояние. Для гелия адиабатическая ионизация невозможна, и поэтому σ_i мало (кривая 2 на рис. 2; см. приложение, раздел II). Причина состоит в том, что в данном случае при $R \rightarrow 0$ получается ион H^- с потенциалом ионизации $I = 0,75$ эВ, т.е. пересечение границы непрерывного спектра отсутствует. В типичном столкновении минимальное расстояние между \bar{p} и α порядка $R \sim R_0 \sim 0,5$ а.е., потенциал ионизации слабосвязанного электрона $I \sim 2$ эВ (рис. 11, см. далее), а скорость движения ядер $v \sim 0,025$ а.е. Для параметра Мессии (см., например, [210, 211]) получаем оценку

$$\xi \sim \frac{IR}{v} \sim 3.$$

Вероятность ионизации составит $W \sim \exp(-\xi) \sim 0,05$, а сечение

$$\sigma \sim \pi R_0^2 W \sim 10^{-18} \text{ см}^2,$$

что и подтверждается детальным расчетом (приложение, раздел II). Причина малости σ_i очевидна: при медленном движении ядер вероятность квантового перехода электрона из связанного состояния в непрерывный спектр мала.

При расчете σ_i в области низких энергий основная трудность заключается в выборе корректной численной процедуры вычисления интегралов от быстроосциллирующих функций. Нами был применен стандартный метод, состоящий в разбиении области интегрирования на интервалы, заключающиеся между нулями подынтегральной функции, и последующем суммировании вкладов от этих интервалов. Точность метода была проверена на аналитически вычисляемых примерах с параметрами, близкими к нашим. В [212] (кривая 3 на

рис. 2) при расчете σ_i были сделаны следующие допущения, часть из которых некорректна:

а) рассчитанные в [213] электронные термы систем $\bar{p} + He$ и $\bar{p} + He^+$, которые были использованы и в нашем расчете, были заменены приближенными аналитическими выражениями;

б) эти выражения были аналитически продолжены в область комплексных R ;

в) в области комплексных R была найдена точка пересечения этих термов;

г) для расчетов σ_i была использована аналитическая формула, справедливая при адиабатическом движении ядер лишь с экспоненциальной точностью (как и многие приближенные аналитические формулы для вероятностей переходов, известные в физике атомных столкновений [210, 211, 283–285]).

В работе [214] тоже получены большие величины сечений реакций (59). Однако они были рассчитаны на основе классической механики для всех частиц. Очевидно, что таким образом нельзя описать движение слабосвязанного электрона, совершающего квантовый переход в непрерывный спектр.

Вывод о малости σ_i подтверждается экспериментальными данными по тушению метастабильности примесями (см. раздел 6): если предположить, что антипротонный гелий образуется по механизму (59), то сечения тушения метастабильности получаются на 3–4 порядка величины меньше экспериментальных.

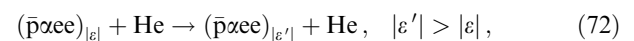
4. Рекомбинационный механизм образования антипротонного гелия. "Ионкула"

Поскольку, как сказано выше, реакцией (59), (63) можно пренебречь, то при энергиях антипротона $E < I_{He}$ остаются существенными только упругие столкновения (61). После нескольких таких столкновений антипротон термализуется ($E \sim I_{He} \rightarrow E \sim T$) и затем рекомбинирует в тройном столкновении



Здесь $\varepsilon \sim -T$ — начальная энергия связи антипротона в образовавшемся отрицательном ионе $(\bar{p}\alpha ee)$, который по аналогии с "атомкулой" мы будем называть "ионкулой".

Далее в результате постепенного девозбуждения



энергия связи за время $\sim 10^{-9} - 10^{-10}$ с увеличивается до значений $|\varepsilon| \sim |\varepsilon_0| \sim 10$ эВ, а расстояние между \bar{p} и α уменьшается до

$$R \sim 0,5 - 1 \text{ а.е.} \quad (73)$$

При указанных величинах R антипротон "прячется" внутри электронной оболочки. В действие вступает паулиевское отталкивание электронов от соседних атомов гелия, и неупругие процессы (72) и (60) практически прекращаются, для круговых состояний наступает метастабильность.

Скорость процесса рекомбинации (71), (72) может быть оценена в предположении $m_p \ll m_\alpha$ (приложение, раздел III), где m_p , m_α — масса \bar{p} и ядра атома гелия. В этом случае при одном столкновении (72) энергия ε изменяется на малую величину и лимитирующей

(наиболее длительной) стадией рекомбинации становится диффузное движение по уровням $|\varepsilon| \sim T$. На основе теории многоквантовой рекомбинации [215] (см. также [216]) для результирующей скорости процесса рекомбинации (71), (72) получаем оценку

$$\lambda_r = \frac{3^{1/2} \pi^3 \alpha^{5/4} N^2 m_p^{1/2}}{2^{5/4} T^{3/4} m_\alpha}. \quad (74)$$

Здесь $\alpha = 1,4$ а.е. — поляризуемость и N — плотность атомов гелия (число атомов в единице объема). Итак, антипротонный гелий представляет собой не "атомкулу" ($\bar{p}\text{He}$), как предполагается в модели Кондо, а "ионкулу" ($\bar{p}\text{Hee}$). Ниже показано, что эта новая модель лучше согласуется с имеющимися экспериментальными фактами.

5. Почему метастабильность существует только в гелии?

Согласно модели Кондо, метастабильность антипротонов в гелии объясняется паулиевским отталкиванием "атомкулы" от атомов гелия (см. раздел 2.6). Электронные оболочки атомов других благородных газов также полностью заполнены, поэтому здесь тоже имеется паулиевское отталкивание и должна быть метастабильность. Многочисленные исследования показали, однако, что она отсутствует во всех веществах, кроме гелия (см. обзоры [233, 234]).

В модели "ионкулы" этот факт находит естественное объяснение. При сближении \bar{p} с He получается система ($\bar{p}\text{He}$), подобная H^- -иону. Аналогично, при сближении \bar{p} с атомами Ne, Ar, Kr и Xe получают ионы, подобные соответственно ионам F^- , Cl^- , Br^- и I^- . Метастабильные состояния антипротонов не разрушаются в столкновениях только в том случае, если эти "ионкулы" отталкиваются от атомов среды.

Из-за малой энергии связи внешний электрон этих "ионкул" взаимодействует с атомами благородного газа приблизительно, как свободный электрон с малой кинетической энергией [235]. В этом взаимодействии имеются два противоположных эффекта: паулиевское отталкивание и поляризационное притяжение. Результат их конкуренции определяется знаком длины рассеяния медленного электрона на атоме. Из таблицы 1 видно, что отталкивание "ионкулы" имеется только для гелия (рис. 3). В остальных случаях сразу после образования "ионкулы" (например, $\bar{p} + \text{Xe} \rightarrow \text{I}^-$), в которой антипротон находится на метастабильной орбите, происхо-

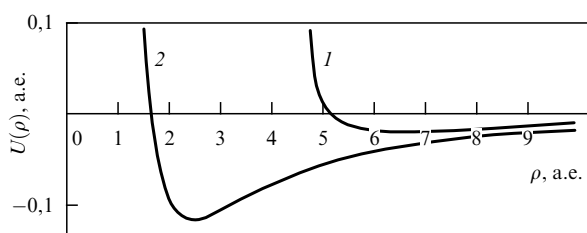


Рис. 3. Качественные зависимости потенциальной энергии взаимодействия между атомом благородного газа и соответствующей ему "ионкулой" от расстояния ρ между ними: 1 — $\text{He} + (\bar{p}\text{He})$; 2 — $\text{Xe} + (\bar{p}\text{Xe})$.

Таблица 1. Поляризуемость α и длина рассеяния a медленных электронов на атомах благородных газов [235–237]

Атом	He	Ne	Ar	Kr	Xe
α , а.е.	1,4	2,7	11,1	16,7	27
a , а.е.	1,14	0,2	–1,6	–3,2	–5,8

дит быстрое разрушение этого состояния в столкновениях с атомами ($\text{I}^- + \text{Xe}$) по механизму индуцированного оже-перехода, рассмотренному в следующем разделе.

6. Тушение метастабильности примесями. Сравнение с экспериментами

Сразу после обнаружения метастабильности антипротонов в гелии [202] началось детальное исследование этого явления [220, 233, 234, 238–242], продолжающееся в настоящее время [207]. В первых работах изучались интегральные временные спектры продуктов аннигиляции антипротонов (DATs — delayed annihilation time): измерялось время t регистрации возникающих при аннигиляции антипротонов пионов, прошедшее после остановки \bar{p} в мишени, и строились гистограммы чисел пионов, появившихся в разные интервалы времени t . Позже была применена лазерно-спектроскопическая методика: сигнал об остановке \bar{p} в мишени запускал короткий лазерный импульс. При резонансе лазерной частоты Ω с одним из переходов антипротона в "атомкуле" из метастабильного в короткоживущее состояние ($\Omega \sim \omega$) в спектрах DATs появлялся пик, соответствующий аннигиляции \bar{p} , происходящей после перехода в это короткоживущее состояние. Все эти эксперименты проводились как в чистом гелии, так и в гелии с атомарными (благородные газы) и молекулярными (H_2 , N_2 , O_2) примесями. Плотность гелия в мишени N изменялась в широких пределах:

$$2 \times 10^{20} < N < 2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

Рассчитаем сечение σ_q тушения метастабильных состояний антипротонного гелия при столкновении с атомами благородного газа.

По теореме Гельмана–Фейнмана [243, 244] при расстоянии ρ между "ионкулой" и атомом примеси Z в окрестности сердцевины "ионкулы" (которая представляет собой "атомкулу") имеется электрическое поле

$$\mathcal{E} = -\frac{dU(\rho)}{d\rho}.$$

Это поле возмущает движение антипротона и перемешивает метастабильное состояние (n, l) с близлежащим по энергии короткоживущим $(n, l-1)$, скорость распада которого обозначим через Γ_A (основной канал распада короткоживущих состояний — оже-переход "атомкулы"):

$$\psi_{nl} \rightarrow \psi_{nl} + \alpha \psi_{n,l-1}, \quad \alpha = \frac{V_{21}}{\Delta E}, \quad (75)$$

где V_{21} — недиагональный матричный элемент оператора $V = -\mathbf{E}\mathbf{d}$, взятый между этими состояниями, \mathbf{d} — оператор дипольного момента "атомкулы",

$$\Delta E = E_{nl} - E_{n,l-1} \sim 0,3 \text{ эВ}.$$

Согласно (75) скорость оже-перехода в "атомкуле" равна

$$\Gamma(\rho) = \Gamma_A \alpha^2(\rho).$$

Отсюда, поменяв порядок интегрирования по ρ и прицельному параметру столкновения b [210, 245], с учетом соотношения

$$dt = \frac{d\rho}{\sqrt{v^2(1 - b^2/\rho^2) - 2U/\mu_0}}$$

получаем [205]

$$\begin{aligned} \sigma_q &= \int_0^\infty 2\pi b db \int_{-\infty}^\infty \Gamma(\rho(t)) dt = \\ &= \frac{4\pi\Gamma_A d^2}{3v(\Delta E)^2} \int_{\rho_0}^\infty \rho^2 \left(\frac{dU}{d\rho} \right)^2 d\rho. \end{aligned} \quad (76)$$

Здесь $\mu_0 = MM_Z/(M + M_Z)$, $M = m_p + m_x$, v — скорость столкновения "ионкулы" с атомом примеси Z (массой M_Z), ρ_0 — расстояние их наименьшего сближения (см. рис. 3) при лобовом столкновении ($b = 0$). Матричный элемент перехода d рассчитаем, воспользовавшись приближением водородоподобных волновых функций для относительного движения \vec{r} и α [219, 246]:

$$\begin{aligned} d^2 &= \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |\langle n, l-1, m | z | n, l, m \rangle|^2 = \\ &= \frac{3}{2} \left(\frac{n}{q\mu} \right)^2 \frac{l^2(n^2 - l^2)}{(4l^2 - 1)}, \end{aligned} \quad (77)$$

где $\mu = m_p m_x / M$, m — проекция орбитального момента антипротона на ось z (т.е. ось ρ), $q \approx 1, 5$ — эффективный заряд, в поле которого движется \vec{r} в "атомкуле". В (77) проведено усреднение по m . Энергия связи антипротона и радиус его круговой орбиты в водородоподобном приближении определяются формулами

$$\varepsilon = -\frac{q^2}{2\mu n^2}, \quad R = \frac{n^2}{q\mu}. \quad (78)$$

При малых ρ в энергии $U(\rho)$ преобладает паулиевское отталкивание такое же, как в системе $H + Z$, а при больших ρ — поляризационное притяжение $H^- + Z$:

$$U(\rho) \approx A \exp(-\eta\rho) - \frac{\alpha}{2\rho^4}. \quad (79)$$

Рассчитанные в рамках ионной модели по формуле (76) значения σ_q для состояния антипротонного гелия ($n = 37$, $l = 34$) и благородных газов в качестве примеси

приведены в табл. 2 (последняя строка). Необходимые для расчета параметры A, η, α взяты из [235–237], а значения Γ_A — из [247, 248]. В предпоследней строке табл. 2 представлены σ_q для модели Кондо, основанной на "атомкуле". В этом случае поляризационное притяжение следует заменить ван-дер-ваальсовым, и получается потенциал со значительно более мелкой потенциальной ямой, чем в (79):

$$U(\rho) \approx A \exp(-\eta\rho) - \frac{C}{\rho^6}. \quad (80)$$

Электрическое поле $\mathcal{E} = -U'(\rho)$ для потенциала (80) намного меньше, чем для (79), поэтому для модели "атомкулы" получаются значения σ_q , существенно меньшие экспериментальных [249]. Данные табл. 2 могут рассматриваться как прямое доказательство наличия дальнегодействующего поляризационного "хвоста" во взаимодействии антипротонного гелия с благородными газами, т.е. как доказательство модели "ионкулы".

Для чистого гелия ($Z = \text{He}$) столкновительный механизм тушения преобладает при низких плотностях ($N < 10^{21} \text{ см}^{-3}$). При больших плотностях основным становится кластерный механизм (раздел 7).

Из-за наличия расщепления ΔE между состояниями (n, l) и $(n, l-1)$ прямой механизм тушения (60) характеризуется экспоненциально малым сечением, и поэтому рассмотренный здесь механизм индуцированных оже-переходов является основным [33, 205] (в [33] механизм (60) и рассмотренный здесь названы соответственно ударным и индуцированным штарковскими переходами). Вывод о преобладании индуцированного механизма для модели "атомкулы" получен также в [250]. Отметим, однако, что расчет был произведен для нереалистического потенциала $U(\rho) = B/\rho^2$, а для электрического поля \mathcal{E} не была использована теорема Гельмана–Фейнмана. Согласно [250] при экспериментальных температурах $T \sim 10-300 \text{ К}$ величины σ_q для модели "атомкулы" существенно меньше наблюдаемых, что согласуется с табл. 2. В [250] сделан вывод, что механизм индуцированных переходов для модели "атомкулы" объясняет экспериментальные значения для чистого гелия ($Z = \text{He}$), для чего требуется сближение "атомкулы" с атомом He до $\rho \approx 1,5 \text{ а.е.}$ Однако согласно (80) на таких расстояниях $U(\rho) \sim +5 \text{ эВ}$. Ясно, что при указанных температурах атомы, способные преодолеть такое сильное отталкивание, практически отсутствуют, поэтому фактически расчет [250] свидетельствует о невозможности объяснить данные по тушению метастабильности в рамках модели "атомкулы", что согласуется с нашими выводами.

Таблица 2. Измеренные [249] и вычисленные величины сечений тушения метастабильности σ_q примесями Z

Примесь Z	N_2	H_2	O_2	He
$\sigma_q, \text{ см}^2$ (эксперимент)	1×10^{-17}	2×10^{-16}	2×10^{-15}	1×10^{-22}
$\sigma_q, \text{ см}^2$ ("атомкула", теория)	$< 10^{-17}$	$< 10^{-17}$	$< 10^{-16}$	2×10^{-24}
$\sigma_q, \text{ см}^2$ ("ионкула", теория)	$\sim 10^{-17}$	$\sim 10^{-16} - 10^{-15}$	$\sim 5 \times 10^{-15}$	1×10^{-22}
Примесь Z	Ne	Ar	Kr	Xe
$\sigma_q, \text{ см}^2$ (эксперимент)	1×10^{-20}	4×10^{-20}	$0,5 \times 10^{-18}$	3×10^{-18}
$\sigma_q, \text{ см}^2$ ("атомкула", теория)	1×10^{-24}	3×10^{-24}	7×10^{-22}	$1,5 \times 10^{-20}$
$\sigma_q, \text{ см}^2$ ("ионкула", теория)	$0,3 \times 10^{-20}$	6×10^{-20}	1×10^{-18}	3×10^{-18}

В случае молекулярных примесей ($Z = \text{N}_2, \text{H}_2, \text{O}_2$) прежде всего обращают на себя внимание большие величины σ_q , наблюдаемые для H_2 и O_2 [241] (см. табл. 2). Из этих данных следует (особенно для O_2), что тушение происходит в столкновениях с большими прицельными параметрами ($b \sim 10$ а.е.). На таких расстояниях поле молекул представляет собой поле их квадрупольного момента Q , степенным образом спадающее с расстоянием ρ . Рассмотрим сначала модель "атомкулы".

На указанных расстояниях ($b \geq 5-10$ а.е.) относительное движение "атомкулы" и Z можно считать прямолинейным и равномерным. Процесс (60) крайне маловероятен, поскольку параметр Мессии для него $\xi \sim 10^2$. Вероятность индуцированного оже-перехода порядка

$$W \sim \frac{b}{v} \Gamma_A \left(\frac{Qd}{b^4 \Delta E} \right)^2$$

и при $b = 5$ и $b = 10$ составляет соответственно 10^{-7} и 10^{-9} . Таким образом, тушение на прямолинейных траекториях невозможно, и для объяснения экспериментов необходимо, чтобы антипротонный гелий захватывался молекулами Z при больших прицельных параметрах. Тогда

$$\sigma_q = \sigma_c W_q, \quad (81)$$

где σ_c — сечение захвата, W_q — вероятность тушения метастабильности при последующем сближении частиц до малых расстояний ρ .

На рисунке 4 приведены значения σ_c для "атомкулы", захватываемой молекулами $Z = \text{N}_2, \text{H}_2, \text{O}_2$. Расчет произведен по методу Монте-Карло с классическими траекториями частиц α , \bar{p} и Z . Для α и \bar{p} был использован потенциал взаимодействия из [213]. Считалось, что первоначально эти частицы движутся относительно друг друга по круговой траектории радиуса $R = 0,6$ а.е. Взаимодействие между Z и "атомкулой" взято в дипольном приближении $V = \mathbf{E} \cdot \mathbf{R}$. Электрическое поле молекулы \mathbf{E} состояло из двух слагаемых: квадрупольного (для молекул N_2, H_2 и O_2 , квадрупольный момент которых согласно [236, 237] составляет $Q = 1,13; 0,48; 0,29$ а.е.) и "короткодействующего" [219] $\mathcal{E}_S = \exp(-2\rho)(1+2\rho+2\rho^2)/\rho^2$.

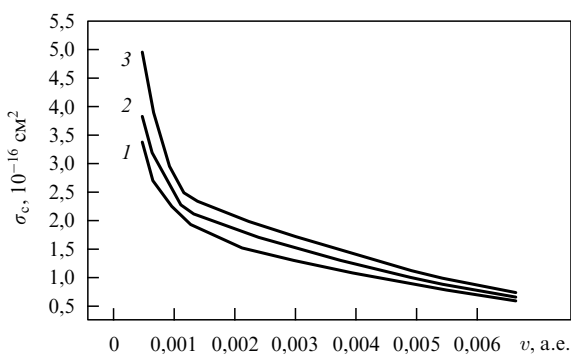


Рис. 4. Сечение захвата молекулами "атомкулы" (\bar{p} е) для случая круговой орбиты антипротона с радиусом $R = 0,6$ а.е. Кривые 1, 2, 3 описывают столкновения с молекулами $\text{N}_2, \text{H}_2, \text{O}_2$ соответственно; v — скорость столкновения молекулы и "атомкулы".

Молекула рассматривалась как жесткий классический ротатор с больцмановским распределением по угловым моментам и с моментом инерции $I = \mu_0 R_0^2$, где μ_0 — приведенная масса ее ядер, R_0 — равновесное расстояние между ядрами в молекуле. Расчет показал, что захват происходит в основном в результате диполь-квадрупольного взаимодействия: при "отключении" поля \mathcal{E}_S величины σ_c изменялись незначительно. Сравнительно небольшие значения σ_c объясняются быстрым вращением антипротона в "атомкуле".

Согласно рисунку 4 для условий экспериментов типичны значения $\sigma_c \sim 2 \times 10^{-16}$ см². Из таблицы 2 видно, что экспериментальные значения σ_q для O_2 на порядок выше. Ниже показано, что для N_2 и H_2 $W_q \ll 1$, а для O_2 $W_q \sim 1$. Поэтому резкое рассогласование имеется и для молекул N_2 и H_2 . Следовательно, в рамках модели "атомкулы" невозможно объяснить эксперимент [249], который находит естественное объяснение в модели "ионкулы".

Заряженная "ионкула" поляризует молекулу, и поэтому получаем большие значения сечения захвата:

$$\sigma_c = \frac{2\pi}{v} \sqrt{\frac{\alpha}{\mu_0}} \approx 10^{-14} \text{ см}^2, \quad (82)$$

где α — поляризуемость молекулы, μ_0 — приведенная масса молекулы Z и "ионкулы". После захвата "ионкула" приближается к молекуле и взаимодействует с ней своей "сердцевинкой" — "атомкулой", поскольку размер орбиты слабосвязанного электрона довольно велик. Таким образом, здесь мы имеем взаимодействие типа "Н + молекула".

Радикал HN_2 не существует [251, 252], и, следовательно, для случая $Z = \text{N}_2$ величины W_q и σ_q малы вследствие отталкивания между Н и N_2 .

В случае H_2 тушение происходит в результате реакции обмена $\text{H} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$, которая имеет потенциальный барьер $U_0 \approx 0,2$ эВ [253, 254], следовательно, $W_q \ll 1$ (речь идет, конечно же, о минимальном потенциальном барьере). При учете дипольного момента "атомкулы" $d \sim n(n_1 - n_2)/\mu$, где n_1, n_2 — параболические квантовые числа [219], барьер понижается:

$$U \approx U_0 - d\mathcal{E}_M,$$

где \mathcal{E}_M — электрическое поле молекулы. Отсюда заключаем, что с увеличением n величины W_q и σ_q для $Z = \text{H}_2$ должны возрастать, что согласуется с экспериментами [240].

Наконец, в случае $Z = \text{O}_2$ существует сильносвязанный радикал HO_2 с энергией диссоциации около 2 эВ, играющий важную роль в цепной реакции в гремучем газе [251, 252]. Следовательно, после захвата сближающиеся частицы будут разогнаны до кинетической энергии ~ 2 эВ, которая перейдет в колебательные и вращательные степени свободы промежуточного долгоживущего ($\sim 10^{-10}$ с [254]) комплекса типа HO_2^* , в котором через $\sim 10^{-12}$ с произойдет аннигиляция антипротона. Образование комплекса идет без потенциального барьера, поэтому $W_q \sim 1$, а сечение тушения σ_q велико и не зависит от n в соответствии с [240, 241].

Таким образом, модель "ионкулы" согласуется с экспериментами по тушению метастабильности антипротонов атомарными и молекулярными примесями.

7. Метастабильность антипротонов в чистом гелии. Пузырьковая модель

Измерение интегральных временных спектров аннигиляции антипротонов (DATs) в чистом гелии показало [233, 234, 242], что среднее время жизни метастабильных состояний слабо зависит от плотности гелия N : при переходе от газа к жидкости оно уменьшается лишь на $\sim 30\%$. В этих экспериментах было отмечено, что при повышении плотности гелия в спектре DATs появляется быстрая экспонента. Разобраться в ее природе позволило применение методов резонансной лазерной спектроскопии [249]. Выяснилось, что увеличение N не влияет на время жизни τ большинства метастабильных состояний (n, l) (рис. 5). Имеются, однако, состояния, например, (37, 34) (рис. 6), для которых τ резко уменьшается с ростом N , причем зависимость скорости их распада

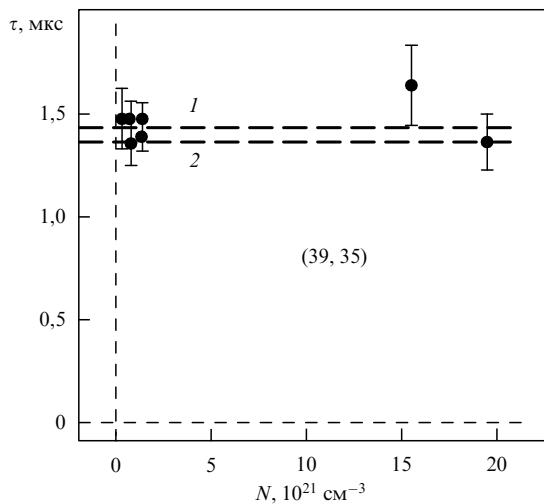


Рис. 5. Зависимость времени жизни τ метастабильного состояния (39, 35) от плотности гелия [249]. Линиями 1 и 2 обозначены излучательное и полное (с учетом оже-переходов) время соответственно.

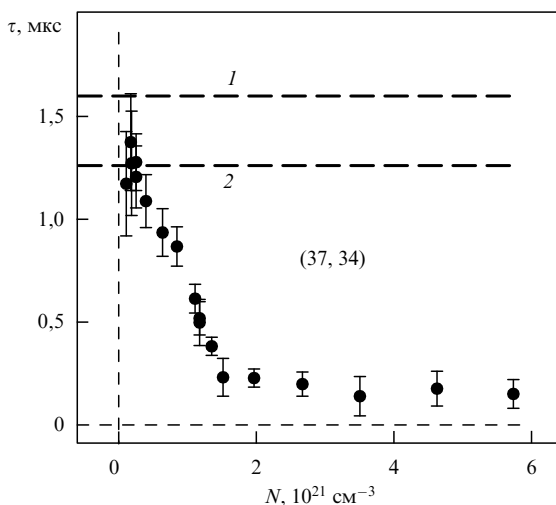


Рис. 6. Зависимость времени жизни τ метастабильного состояния (37, 34) от плотности гелия [249]. Линиями 1 и 2 обозначены излучательное и полное (с учетом оже-переходов) время соответственно.

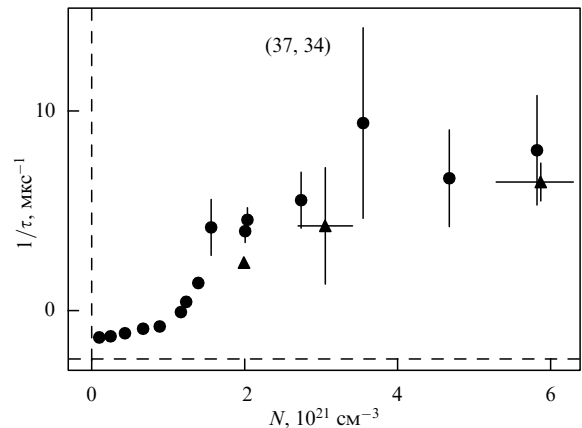


Рис. 7. Зависимость скорости распада $1/\tau$ (обратное время жизни) состояния (37, 34) от плотности гелия [249].

$\lambda = 1/\tau$ от N нелинейная (рис. 7). Эти состояния (n, l) и дают быструю экспоненту в DATs.

По нашему мнению, разобраться в природе этих явлений помогает сравнение рис. 6 с рис. 8. На последнем представлены результаты измерений подвижности μ электронов в гелии. Видно, что резкое уменьшение абсолютно разных величин (τ и μ) начинается при одной и той же критической плотности гелия $N = N_c$ (рис. 9), что говорит об одинаковой природе этих явлений. При $N > N_c$ свободные (или почти свободные, слабосвязанные, как в случае "ионкулы") электроны в гелии вследствие паулиевского отталкивания расталкивают атомы гелия, образуют пузырьки и локализуются внутри них, в результате чего подвижность μ резко падает. При $N < N_c$

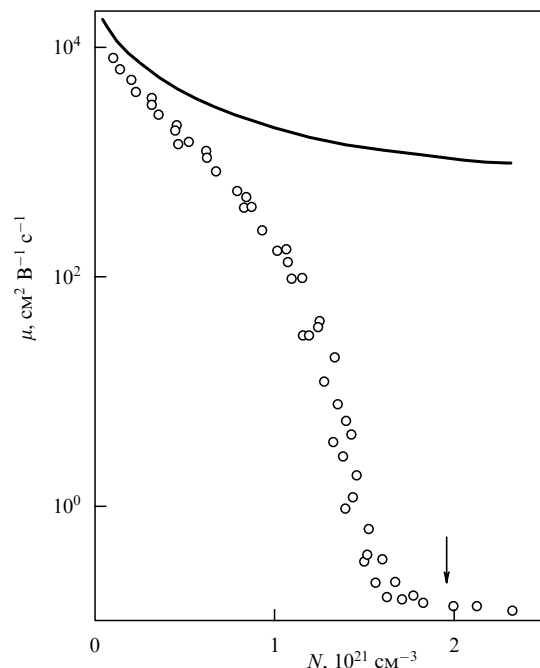


Рис. 8. Подвижность μ электронов в газообразном гелии при температуре $T = 4,2$ К в зависимости от плотности гелия [255]. Стрелкой отмечено расчетное значение критической плотности гелия N_c [256, 257]. Кривой изображен результат расчета в рамках кинетической теории подвижности.

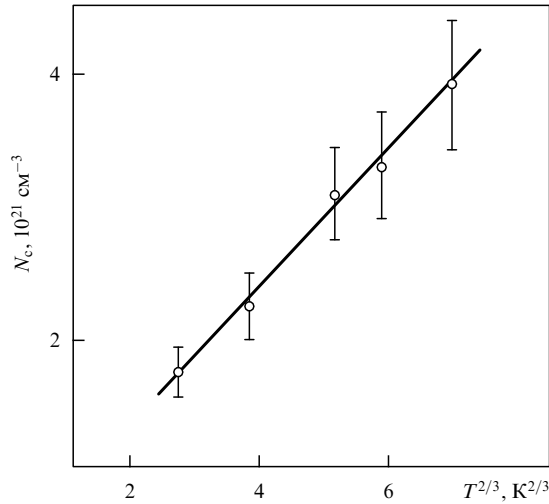


Рис. 9. Зависимость критической плотности гелия N_c от температуры [258]. Прямая линия соответствует теории [256, 257].

свободный электрон в гелии делокализован, пузырьки отсутствуют, подвижность велика.

Величина радиуса пузырька r_0 для свободного электрона находится из условия равенства квантового давления

$$p_q = -\frac{1}{4\pi r_0^2} \frac{dE_{1s}}{dr_0}, \quad (83)$$

$$E_{1s} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e r_0^2}, \quad (84)$$

и суммы капиллярного $p_\sigma = 2\sigma/r_0$ и внешнего давления p [256, 257]:

$$p_q = p + p_\sigma, \quad (85)$$

где $\sigma = 0,36$ СГС — поверхностное натяжение гелия. При $p = 0$ из (83)–(85) получаем

$$r_0 = \left(\frac{\pi \hbar^2}{8m_e \sigma} \right)^{1/4} \equiv r_b = 17 \text{ \AA}.$$

При этом $p_\sigma = 4$ атм.

Образование заряженных пузырей наблюдается также в неоне и водороде [259–263], т.е. имеет место слабое паулиевское отталкивание. Как объяснялось в разделе 5, вследствие быстрого тушения метастабильность антипротонов в этих веществах отсутствует. В водороде по механизму Ферми–Теллера (см. раздел 3) образуются нейтральные атомы ($\bar{p}p$), которые вследствие штарковских переходов быстро ($\sim 10^{-12}$ с) аннигилируют [31, 41]. В неоне круговые орбиты антипротонов разрушаются в результате индуцированных оже-переходов, которые являются быстрыми вследствие малости параметра ρ_0 (см. рис. 3). О пузырях в остальных инертных газах упоминаний в литературе нет. Они и не должны существовать, поскольку соответствующие длины рассеяния a отрицательны (см. табл. 1), т.е. электрон притягивается к этим атомам.

Формула (84) для уровня энергии электрона получена в приближении бесконечно высокой потенциальной стенки на границе пузыря ($U_0 = +\infty$). Действительная

высота потенциального барьера, который преодолевает попадающий в жидкий гелий электрон, согласно экспериментам, равна

$$U_0 = 1,3 \pm 0,4 \text{ эВ [264]},$$

$$U_0 = 1,02 \pm 0,08 \text{ эВ [265]}. \quad (86)$$

Согласно этим экспериментам, электроны с энергией, меньшей U_0 , полностью отражаются от поверхности гелия. Теория [266], основанная на методе псевдопотенциала Ферми [219], дает

$$U_0 = \frac{2\pi \hbar^2 a}{m_e} N. \quad (87)$$

В частности, при плотности жидкого гелия согласно (87) и табл. 1 $U_0 = 1,09$ эВ.

Таким образом, возникновение пузырей в гелии является хорошо установленным фактом, поэтому естественно предположить, что наблюдаемое в экспериментах поведение метастабильности антипротонов объясняется образованием этих пузырей. Проанализируем один из возможных сценариев. Тепловой антипротон рекомбинирует с одним из атомов гелия (см. раздел 4) и образует "ионкулу". В процессе релаксации (72) с уменьшением радиуса R орбиты антипротона уменьшается энергия связи слабосвязанного электрона. Электронное облако "разбухает" и образуется вакуумный пузырь, в центре которого находится "ионкула" (рис. 10). Оже-процессы

$$(\bar{p}ze)_{nl} = (\bar{p}ze)_{n'l'} + e \quad (88)$$

в нижнем электронном 1s-состоянии сильно замедлены вследствие увеличения на U_0 потенциала ионизации электрона (чтобы выбить электрон, надо оторвать его от "атомкулы" и преодолеть отталкивание от атомов гелия). По этой причине (см. также раздел 8) в плотном гелии электронное возбуждение "ионкулы" не происходит и она образуется в основном 1s-состоянии.

Равновесный радиус пузырька r_0 зависит от электронного состояния подобно равновесному расстоянию между ядрами в двухатомной молекуле. При возбуждении электрона возрастает квантовое давление p_q и r_0 увеличивается. В этой связи отметим, что существова-

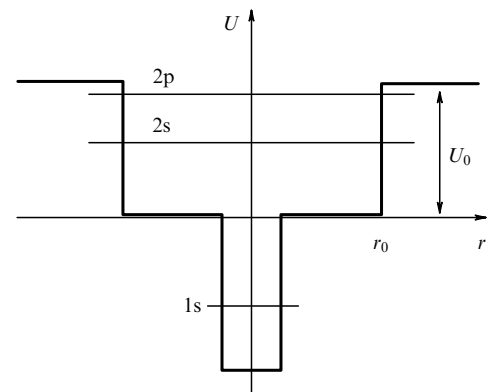


Рис. 10. Потенциальная энергия электрона в "ионкуле", образующейся в плотном гелии ($N > N_c$). Изображены основное (1s) и несколько возбужденных состояний электрона.

ние возбужденных электронных состояний в пузырьке доказано в [267], где наблюдались электромагнитные переходы между ними, относящиеся к инфракрасному спектру.

Радиус пузырька r_0 зависит также от давления гелия p . Так, для $1s$ -состояния с $I = 2,2$ эВ, что соответствует $R = 0,8$ а.е. (рис. 11), величина r_0 составляет 10,6; 10,4; 8,5; 6,5 а.е. при давлении жидкого гелия 0; 3; 100 и 1000 атм соответственно. Расчет произведен в приближении потенциалов нулевого радиуса (ПНР) [226] с использованием формул (83), (85).

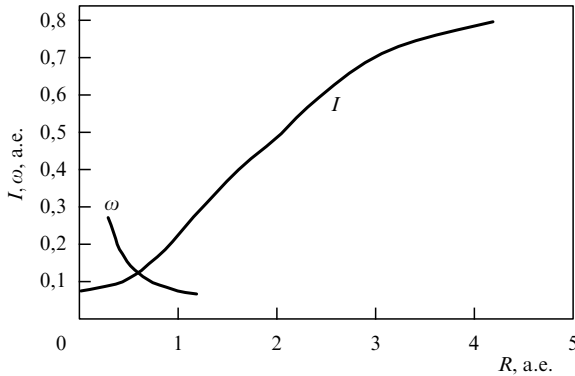


Рис. 11. Потенциал ионизации I изолированной "ионкулы" и частота ω ее вращения для круговой орбиты антипротона радиуса R (основное электронное состояние).

Теперь приступаем к объяснению экспериментальных данных на основе изложенных фактов. Пусть при $t = 0$ образуется "ионкула" и пузырек, причем электрон находится в $1s$ -состоянии (см. рис. 10).

Энергия $\Delta E = E_{1p} - E_{1s}$ дипольного перехода $1s \rightarrow 1p$ электрона в пузырьке, как правило, существенно отличается от энергии дипольных переходов $\Delta \varepsilon = \varepsilon_{nl} - \varepsilon_{n-1, l-1}$ антипротона в "атомкуле" из метастабильного состояния (n, l) в быстрораспадающееся состояние $(n-1, l-1)$ (скорость распада последнего обозначим через Γ_A). В этом случае образование пузырька никак не скажется на времени жизни состояния (n, l) , что соответствует рис. 5. Некоторые состояния могут оказаться в случайном резонансе (например, (37, 34)): $\Delta E \approx \Delta \varepsilon$. Тогда у состояния (n, l) возникает значительная примесь $(n-1, l-1)$ и будет происходить индуцированный оже-распад метастабильности (см. рис. 6) со скоростью

$$\Gamma = \frac{V^2 \Gamma_A}{V^2 + \delta E^2 / 4}. \quad (89)$$

Здесь $V \sim 0,1 R \gamma^{3/2} r_0^{-1/2} \sim 0,05$ эВ — недиагональный матричный элемент оператора дипольного взаимодействия "атомкулы" со слабосвязанным электроном, $\delta E \approx \Delta E - \Delta \varepsilon$ (в приведенной оценке для V учтена экранировка дипольного момента "атомкулы" ее электроном [268]). Из-за малости V наиболее вероятен случай $|\delta E| \gg V$, для которого из (89) получаем

$$\Gamma = \left(\frac{2V}{\delta E} \right)^2 \Gamma_A. \quad (90)$$

Согласно рис. 7 $\Gamma \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$, а для состояния $(n-1, l-1) = (36, 33)$ $\Gamma_A = 2,4 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ [247]. Поэтому из (90)

следует $|\delta E| \sim 5 V \sim 0,2$ эВ. Таким образом, согласно этой грубой оценке доля состояний типа (37, 34), скорость распада которых зависит от плотности (см. рис. 7), составляет $5 V / \Delta E \sim 0,3$.

Здесь рассматривались электронные переходы $1s \rightarrow 1p$, происходящие при фиксированном радиусе пузырька r_0 . Действительная картина происходящих явлений может оказаться сложнее. При переходе электрона в $1p$ -состояние квантовое давление возрастает и пузырек начинает расширяться. Потенциальная энергия пузырька U_α для электронных состояний $\alpha = 1s$ и $\alpha = 1p$ представлена на рис. 12. Радиальное движение пузырька характеризуется массой M_b порядка нескольких масс атомов гелия: она оценивается из кинетической энергии жидкого гелия, возникающей при изменении r_0 . Этому движению соответствует колебательный спектр (см. рис. 12) с частотой $\omega_b \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

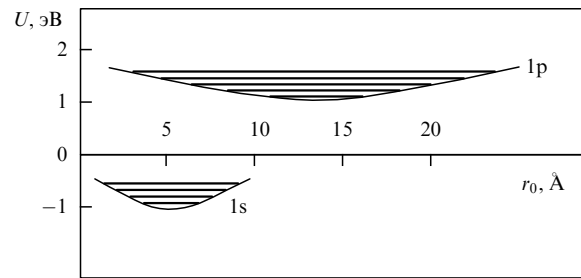


Рис. 12. Потенциальная энергия (качественно) пузырька $U(R) = E_\alpha(r_0) + 4\pi r_0^2 \sigma$ как функция его радиуса r_0 для электронных состояний $\alpha = 1s$ и $\alpha = 1p$.

"Атомкула" и электрон образуют "быструю" подсистему, пузырек — "медленную". Разделяя быстрые и медленные переменные по методу Борна–Оппенгеймера, заключаем, что энергия быстрой подсистемы при фиксированном r_0 есть

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(r_0) = U_\alpha(r_0) + \varepsilon_\beta,$$

где ε_β — энергия "атомкулы" в состояниях $\beta = (n, l)$ и $\beta = (n-1, l-1)$. Имеется два близких по энергии состояния быстрой подсистемы:

$$L = [\alpha = 1s, \beta = (n, l)]$$

и

$$S = [\alpha = 1p, \beta = (n-1, l-1)].$$

Соответствующие им термы $\varepsilon_L(r_0)$ и $\varepsilon_S(r_0)$ выглядят так же, как на рис. 13, только верхний $1p$ -терм следует опустить на величину $\Delta \varepsilon$. Тогда с учетом взаимодействия дипольного момента "атомкулы" со слабосвязанным электроном получаем квазипересечение термов двух типов (рис. 13 и рис. 14).

В случае состояния (37, 34), которому соответствует рис. 13, происходит быстрая преддиссоциация, вследствие чего необратимым образом после испускания нескольких звуковых фононов за время 10^{-11} с [267] образуется пузырек большого радиуса ($\sim 17 \text{ Å}$) с электроном в $1p$ -состоянии и "атомкулой" в короткоживущем состоянии $(n-1, l-1)$. В состоянии же (39, 35), которому

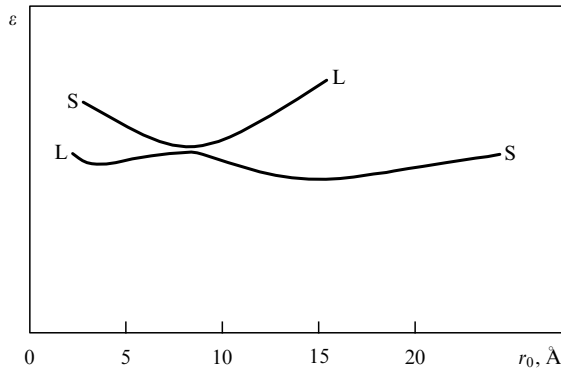


Рис. 13. Качественная картина термов "ионкулы" в пузырьке для резонансного состояния (37, 34).

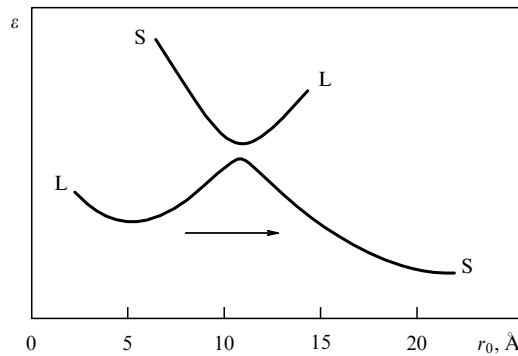


Рис. 14. Качественная картина термов "ионкулы" в пузырьке для нерезонансных состояний типа (39, 35). Стрелкой указан маловероятный туннельный переход пузырька в состояние с возбужденным электроном и короткоживущей "атомкулой".

соответствует рис. 14, преддиссоциация может произойти лишь в результате подбарьерного перехода пузырька и поэтому маловероятна.

"Ионкула", образуемая в плотном гелии, имеет квазиконтинуум возбужденных электронных состояний. Характер его отличается от квазиконтинуума ефимовских состояний изолированной "ионкулы" (см. раздел 8). Рассмотрим сначала возбужденное s-состояние электрона, локализованного в пузырьке с числом узлов радиальной волновой функции, равном $K - 1$ ($K = 1, 2, 3, \dots$). Тогда вместо (84) имеем

$$E_K = \frac{\pi^2 \hbar^2 K^2}{2m_e r_0^2}, \quad (91)$$

а для радиуса пузырька при $p = 0$ из (83), (85) получаем

$$r_0 = r_b \sqrt{K}, \quad (92)$$

что вместе с (91) дает

$$E_K = E_b K, \quad E_b = \frac{\pi^{3/2} 2^{1/2} \hbar \sqrt{\sigma}}{\sqrt{m}} = 0,15 \text{ эВ}.$$

Приравнявая E_K к U_0 , заключаем, что существуют связанные состояния с $K \leq 6$. Предельный радиус пузырька достигается при $K = 6$ и составляет согласно (92)

$$r_m = 40 \text{ Å}. \quad (93)$$

Полное число электронных состояний, включая состояния с ненулевым орбитальным моментом ($L \neq 0$), оцениваем как число состояний в сферической потенциальной яме радиуса r_m и высотой U_0 [219]:

$$N_S = \frac{2^{3/2}}{9\pi} r_m^3 U_0^{3/2} \approx 500. \quad (94)$$

Поскольку $N_S \gg 1$ и характерные квантовые числа велики:

$$L \sim \sqrt{2U_0} r_m \sim 30, \quad K \sim 5, \quad (95)$$

где L — орбитальный момент электрона относительно центра пузырька, то в возбужденных состояниях электрон движется внутри пузырька как классическая частица, по прямолинейным траекториям, упруго отражаясь от стенок пузырька. "Атомкула" движется подобно электрону и также отражается от гелиевых стенок (напомним, что по химическим свойствам она подобна атому водорода и поэтому отталкивается от гелиевых стенок).

Если слабосвязанный электрон оказывается в этом квазиконтинууме, что может произойти в результате неадиабатических переходов из $1p$ -состояния, то основным механизмом тушения метастабильности становится штарковский процесс

$$e + (\bar{p}xe)_{nl} \rightarrow e + (\bar{p}xe)_{n,l-1}, \quad (96)$$

происходящий со скоростью $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Электрон и "атомкула", заключенные в пузырьке, иногда сталкиваются друг с другом, и происходят процессы (96).

Скорости радиационных переходов ($1p \rightarrow 1s$) и ($1p \rightarrow 2s$) электрона в пузырьке порядка 10^6 с^{-1} , поэтому эти переходы могут также оказаться существенными. Например, возможен каскад девозбуждения антипротона через электронный мостик: антипротон передает энергию слабосвязанному электрону, который ее высвечивает и возвращается в исходное состояние. Очевидно также, что важную роль могут играть процессы релаксации с испусканием фононов.

Видно, что в рамках пузырьковой модели возможно несколько объяснений экспериментальных данных. Однако, на наш взгляд, нет смысла сейчас детализировать модель, поскольку этих данных недостаточно и они косвенные. Требуется дополнительные и более прямые эксперименты (раздел 10).

8. Электронное состояние "ионкулы" при малых плотностях гелия

"Атомкула" обладает дипольным моментом

$$\mathbf{d} \approx -\mathbf{R}, \quad (97)$$

поэтому кроме основного связанного электронного состояния, которое при $R \rightarrow 0$ переходит в состояние H^- -иона, имеются возбужденные связанные состояния (рис. 15). У неподвижного диполя, составленного из зарядов $Z_1 = +1$ и $Z_2 = -1$, при $d > d_0 \approx R_{FT} = 0,64$ (т.е. $R > R_{FT}$) имеется бесконечное количество связанных состояний [217] (квазиконтинуум), которые при уменьшении R выталкиваются в непрерывный спектр порциями с бесконечным числом уровней в каждой из них.

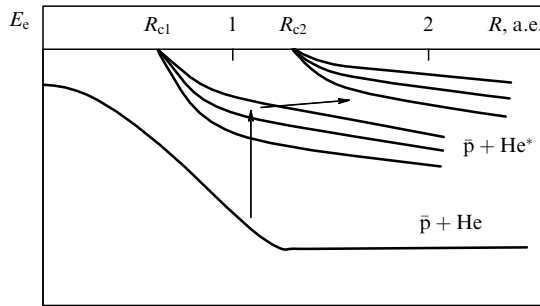


Рис. 15. Электронные термы "ионкулы" ($\bar{p}zee$). Стрелками указаны оже-переходы в квазиконтинуум ефимовских состояний, а также последующие переходы в другие состояния квазиконтинуума.

В нашем случае вместо точечного заряда $Z = +1$ имеется ион He^+ с более глубокой потенциальной ямой, чем у точечного заряда. Поэтому одно связанное H^- -подобное состояние сохраняется при уменьшении R вплоть до $R = 0$. Остальные по-прежнему выталкиваются в непрерывный спектр, причем соответствующие критические значения R_c , при которых бесконечные порции связанных состояний выталкиваются в непрерывный спектр, уменьшаются по сравнению с R_c для точечного заряда. В пределе $R \rightarrow \infty$ все эти состояния переходят в основное и возбужденные состояния атома гелия.

Вследствие вращения "атомкулы" все эти состояния становятся квазистационарными, поскольку под действием кориолисовых и центробежных сил становится возможен оже-процесс (88), в котором выбрасывается слабосвязанный электрон. Скорость $\Gamma_A^{(g)}$ оже-перехода (88) для основного электронного состояния "ионкулы" и представляющих наибольший интерес почти круговых орбит антипротона рассчитана в приложении (раздел IV), зависимость ее от R представлена в табл. 3. Возбужденные состояния рассмотрены в приложении (раздел V).

Скорость процесса (88) резко возрастает с уменьшением потенциала ионизации "ионкулы" I , чем и объясняется характер ее зависимости от R . Отсюда ясно, что в ходе процесса уменьшения антипротонной орбиты (72) электронное возбуждение

$$(\bar{p}zee) \rightarrow (\bar{p}zee)^* \quad (98)$$

будет более вероятным, чем процессы ионизации (88), поскольку в последнем случае энергия, передаваемая электрону от ядер, больше. Спектр возбужденных состояний густой (приложение, раздел V), поэтому при оценке скорости возбуждения (98) его можно считать непрерывным. В качестве аналогичного примера можно указать возбуждение атома в квазиконтинуум ридберговских состояний [100, 218] или фоторекомбинацию в эти состояния [230]. Следовательно, скорость возбужде-

ния $\Gamma_{ex}(R)$ можно оценить по формуле для $\Gamma_A^{(g)}$ из приложения (раздел IV), взяв в ней в качестве потенциала ионизации $I(R)$ расстояние от уровня энергии основного состояния до ближайшего возбужденного. Вероятность "ионкуле" остаться в основном электронном состоянии в процессе ее девозбуждения (72) оценивается по формуле

$$W_0 \sim \exp(-B), \quad B = \int_0^\infty \frac{\Gamma_{ex}(R) dR}{\dot{R}},$$

где

$$\dot{R} = \frac{|\dot{\epsilon}|}{d\epsilon(R)/dR},$$

$\dot{\epsilon}$ — средняя скорость изменения внутренней энергии $\epsilon(R) \approx -1/(2R)$ "ионкулы" в результате процессов (72). На основе приложения (разделы III и IV) заключаем, что в жидком гелии $B \sim 10$. Поскольку B обратно пропорционально N , то при всех плотностях $W_0 \approx 0$. Прямое возбуждение (98) происходит в основном в результате двух-, трехквантовых переходов ($m_l \geq 2$; см. приложение, раздел IV). После прямого девозбуждения происходят одноквантовые и диффузионные переходы (см. обзор [190]) внутри состояний квазиконтинуума, в результате которых слабосвязанный электрон оказывается в долгоживущих состояниях (см. приложение, раздел V) с потенциалом ионизации

$$I_{ex} \sim 0,1 \text{ эВ}, \quad (99)$$

размером электронного облака

$$r \sim \frac{1}{\sqrt{I_{ex}}} \sim 20 \text{ а. е.} \quad (100)$$

и большими квантовыми числами

$$l_{ex} \sim n_{ex} \geq 2. \quad (101)$$

В заключение данного раздела заметим, что, поскольку вариационные расчеты (как в [213]) завышают энергию [219], фактические значения потенциала ионизации I "ионкулы" больше приведенных на рис. 11. Из квантовохимических расчетов известно (см., например, [254]), что ошибка при вычислении электронной энергии может составлять ~ 1 эВ и особенно велика в области перестройки электронных состояний $R \sim 1-2$ а.е. Если в нашем случае увеличить I на ~ 1 эВ, то основное электронное состояние "ионкулы" станет долгоживущим ($\tau > 10^{-6}$ с), а переходы в квазиконтинуум станут маловероятными. Одновременно резко уменьшится и без того малая вероятность прямого механизма (59). Видно, что предсказания модели "ионкулы" ключевым образом зависят от точности расчетов I , однако в целом "сценарий" остается неизменным.

Таблица 3. Скорости оже-распада "ионкулы" $(\bar{p}zee) \rightarrow (\bar{p}ze) + e$ в основном электронном состоянии для круговых орбит антипротона (R — расстояние между p и α)

R , а.е.	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$\Gamma_A^{(g)}$, c^{-1}	5×10^{14}	3×10^{14}	2×10^{14}	1×10^{14}	2×10^{11}	8×10^9	1×10^6	6

9. Основные свойства "ионкулы".

Сравнение модели с данными лазерно-спектроскопических экспериментов

Как показано ранее, образующаяся "ионкула" состоит из сердцевинки — "атомкулы" с размерами (73), "погруженной" в облако слабосвязанного электрона с параметрами (99)–(101). Время жизни τ_i "ионкулы" в возбужденных электронных состояниях (приложение, раздел V) велико по сравнению с наблюдаемым временем τ_m метастабильности антипротонов [202]:

$$\tau_i \gg \tau_m \sim 10^{-6} \text{ с}, \quad (102)$$

поэтому далее полагаем $\tau_i = \infty$.

Оценим величину сдвига частот переходов ω антипротона в "атомкуле", вызванного ее взаимодействием со слабосвязанным электроном, т.е. разницу $\Delta\omega$ частот ω в "атомкуле" и "ионкуле". По физическому смыслу ω — это частота обращения антипротона вокруг ядра гелия. Поскольку $\omega \gg I_{\text{ex}}$, то согласно приближению Борна–Оппенгеймера сначала нужно рассчитать поправки к уровням энергии "атомкулы", находящейся в электрическом поле $\mathbf{E} = \mathbf{r}/r^3$ неподвижного электрона [219]:

$$E^{(2)} = \sum_n \frac{|V_{n0}|^2}{E_0 - E_n} \sim \frac{R^2 I_{\text{ex}}^2}{\omega} f^2 S^2. \quad (103)$$

Здесь $\hat{V} = f \mathbf{R} \mathbf{E}$, $f \sim 0,5$ — множитель, учитывающий экранировку [268] антипротона электроном "атомкулы" (вместо (97) тогда имеем $\mathbf{d} = -f \mathbf{R}$), $S \sim 0,5$ — интеграл перекрытия радиальных волновых функций "атомкулы". В (103) была использована оценка $1/r^2 \sim I_{\text{ex}}$ и учтено, что основной вклад в $E^{(2)}$ дают переходы "атомкулы" в состояния с тем же самым числом нулей радиальной волновой функции:

$$v_n = v_0, \quad v = n - l - 1.$$

Эффективная потенциальная энергия радиального движения "атомкулы" имеет вид

$$U_{\text{ef}}(R) = U(R) + \frac{l(l+1)}{2\mu R^2} \approx \frac{1}{2} \mu \omega^2 (R - R_0)^2,$$

где $U(R)$ — потенциальная энергия "атомкулы" [213], $l = n - 1$ (для кругового состояния), R_0 — равновесный радиус круговой орбиты. Рассчитаем $\Delta\omega$ для дипольного перехода $\Delta l = 1$, $\Delta n = 1$ ($\Delta v = 0$). Пусть R_0 относится к начальному состоянию. Тогда для конечного состояния

$$U_{\text{ef}}(R) \approx \frac{1}{2} \mu \omega^2 (R - R_0)^2 + \frac{l \Delta l}{\mu R^2} \approx \frac{1}{2} \mu \omega^2 (R - R'_0)^2.$$

Отсюда

$$\Delta R = R'_0 - R_0 \sim \frac{l \Delta l}{\mu^2 \omega^2 R_0^3} \sim \frac{n}{\mu^2 \omega^2 R_0^3} \sim \frac{1}{\mu \omega R_0}. \quad (104)$$

Здесь были учтены соотношения

$$l \approx \mu R_0 v \sim n, \quad \omega \sim \frac{v}{R_0} \sim \frac{n}{\mu R_0^2},$$

где v — относительная скорость \bar{v} и α .

Из (103) и (104) для типичного значения $\omega \sim 2$ эВ получаем

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim \frac{I_{\text{ex}}^2 R \Delta R}{\omega^2} f^2 S^2 \sim \frac{I_{\text{ex}}^2 f^2 S^2}{\mu \omega^3} \sim 10^{-5} - 10^{-6}. \quad (105)$$

Эта величина порядка расхождения между экспериментальными [220] и теоретическими [221–225] значениями частот антипротонных переходов ω . Отсюда ясно, что в лазерно-спектроскопических экспериментах [220] наблюдались переходы антипротонов в "ионкуле".

В заключение данного раздела покажем, что в экспериментах [220] "ионкулы" не разрушались лазерным лучом.

Сначала рассмотрим основное электронное состояние "ионкулы" (которое в действительности не заселяется — см. раздел 8). Волновую функцию слабосвязанного электрона запишем в приближении потенциала нулевого радиуса (ПНР) (см. [226]):

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{\exp(-\gamma r)}{r}, \quad \frac{\gamma^2}{2} = I. \quad (106)$$

В этом случае потенциал "атомкулы" заменяется граничным условием

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left[\frac{1}{r\psi} \frac{d}{dr}(r\psi) \right] = -\gamma. \quad (107)$$

Тогда скорость ионизации "ионкулы" в поле $E = E_0 \cos(\Omega t)$ будет равна [226]

$$\lambda_i^{(g)} = \frac{2^{5/2} \gamma E_0^2}{3 \Omega^{5/2}}. \quad (108)$$

Для возбужденных состояний (99)–(101) выполняется соотношение

$$\Omega \gg I_{\text{ex}} \quad (109)$$

(в [220] применялось резонансное поле $\Omega \approx \omega \sim 2$ эВ). В этом случае, двигаясь по орбите (если использовать наглядную классическую аналогию), электрон под действием поля лазера испытывает колебания малой амплитуды ($\sim E_0/\omega^2$). Энергия его в среднем не изменяется, т.е. ионизации не происходит. Она происходит лишь в тех редких случаях, когда электрон оказывается на малых расстояниях от ядра [227–232]. Отсюда следует оценка для скорости лазерной ионизации "ионкулы" в возбужденном электронном состоянии

$$\lambda_i^{(\text{ex})} \sim \lambda_i^{(g)} g, \quad (110)$$

где множитель $g = \psi_{\text{ex}}^2(0)/\psi_0^2(0) \leq 10^{-4}$ оценивается в приложении (раздел V).

В [220] применялось поле $E_0 \sim 4 \times 10^3$ В см⁻¹, тогда из (108), (110) находим

$$\lambda_i^{(g)} \sim 2 \times 10^7 \text{ с}^{-1} \quad \lambda_i^{(\text{ex})} \leq 10^3 \text{ с}^{-1}. \quad (111)$$

Следовательно, в [220] за время τ_m из (102) "ионкулы" в основном состоянии, если бы таковые были, полностью ионизовались бы и превратились в "атомкулы", с возбужденными же "ионкулами" ничего не происходит.

10. Заключение

Эксперименты с экзотическими атомами (ЭА) дают ценную информацию о свойствах частиц и ядер. Они позволяют с высокой точностью проверить:

- квантовую электродинамику;
- стандартную модель электрослабого взаимодействия (и обобщить ее в экспериментах по поиску редких распадов);
- киральную теорию возмущений (феноменологическая теория ядерных сил при низких энергиях);
- теоретические модели атомных и молекулярных процессов с участием ЭА;
- теоретические расчеты систем из нескольких взаимодействующих частиц (few body systems);
- CPT -инвариантность;
- принцип эквивалентности для антивещества.

Некоторые результаты физики ЭА в настоящее время превратились в важные практические направления:

- мезонная химия (изучение кинетики химических процессов с использованием атомов и молекул, "меченных" мюонами и пионами, анализ свойств вещества и т.п.);
- метод мюонной спиновой релаксации (исследование локальных магнитных полей в веществе, что важно, например, в физике ВТСП).

На основе явления мюонного катализа могут быть созданы исследовательские интенсивные источники нейтронов с энергией 14 МэВ.

В данном обзоре сначала дана общая картина исследований по ЭА, после чего детально рассмотрены некоторые направления и отдельные, до сих пор неясные вопросы и даны возможные ответы на них. Сюда относятся:

- проблема аномальной ширины $2p$ -состояния каонного гелия;
- проблема получения атомов антиводорода в экспериментах по проверке CPT -инвариантности;
- "загадка" мюонного гелия (см. раздел 2.2.2 и конец данного раздела).

Основная же часть обзора посвящена проблеме метастабильных состояний экзотического гелия.

Явление метастабильности тяжелых частиц ($\bar{p}, \pi^-, \mu^-, K^-, \dots$) в веществе, открытое 40 лет назад [195–202], интенсивно исследуется в ряде лабораторий [207, 220, 233, 234]. Модель Кондо [203, 204], лежащая в основе теории этого явления, требует усовершенствования, поскольку не согласуется с экспериментами по тушению метастабильности примесями, а также с данными для чистого гелия: наблюдаемые сечения и скорости тушения существенно превышают вычисляемые по модели нейтральной "атомкулы" ($\bar{p}\alpha e$). В [205, 206] и данном обзоре обсуждается модель "ионкулы", в которой сохраняется основное утверждение Кондо об объяснении метастабильности на основе круговых орбит. Вместо "атомкулы" рассматривается отрицательно заряженная "ионкула" ($\bar{p}\alpha e e$).

Подытожим вкратце основные следствия из этой ионной модели (для определенности будем говорить об антипротонах).

1. Торможение \bar{p} в гелии продолжается вплоть до тепловых энергий $\varepsilon \sim T$.
2. По достижении $\varepsilon \sim T$ в тройном столкновении (71) образуется "первичная ионкула" с $\varepsilon \sim -T$.

3. По механизму многоквантовой рекомбинации (72) образуется "ионкула" ($\bar{p}\alpha e e$) с расстоянием (73) между \bar{p} и α и электроном в слабосвязанном возбужденном состоянии (99)–(101).

4. Время (102) оже-ионизации (88) "ионкулы" велико, что позволяет считать ее стабильной в условиях опытов.

5. Различие (105) между частотами перехода ω антипротона в "атомкуле" и "ионкуле" по порядку величины совпадает с расхождением между наблюдаемыми и рассчитанными для "атомкулы" значениями ω . Это различие, по-видимому, не позволит в спектроскопических опытах с антипротонным гелием получить новую информацию об электромагнитной структуре антипротона (что обсуждается в [207, 222, 269]).

6. Большие наблюдаемые величины сечений тушения метастабильности примесями в гелии приводят к выводу о наличии дальнедействующего взаимодействия между антипротонным гелием и атомом или молекулой примеси, которое отсутствует для "атомкулы" ($\bar{p}\alpha e$) и имеется в случае "ионкулы" ($\bar{p}\alpha e e$). Таким образом, эксперименты с примесями свидетельствуют в пользу модели "ионкулы".

7. Модель "ионкулы" естественным образом объясняет, почему метастабильность существует только в гелии.

8. Следствием модели "ионкулы" является пузырьковая модель, которая качественно объясняет наблюдаемые закономерности метастабильности в чистом гелии произвольной плотности.

Обсудим эксперименты, в которых можно было бы проверить модель "ионкулы".

Первый эксперимент ставится с каонным гелием. При плотности гелия $N > N_1 = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ согласно (74) $\lambda_r > 1/\tau_K$, где $\tau_K = 1,2 \times 10^{-8} \text{ с}$ — время жизни K^- -мезона. Поэтому временной спектр частиц, образующихся в результате захвата каонов ядрами, должен выглядеть, как кривая 1 на рис. 16. В этом случае образуются каонные атомы гелия, в результате чего основная часть каонов гибнет за время $\sim 10^{-10} \text{ с}$, а малая доля каонов ($\sim 2\%$) распадается как свободные частицы за время τ_K на круговых орбитах Кондо. При уменьшении плотности (кривая 2) λ_r мало, и каоны распадаются за время τ_K на лету, не образуя атомов. В этом эксперименте проверяется рекомбинационный механизм образования экзотического гелия (см. раздел 4). Формулу (74) и величи-

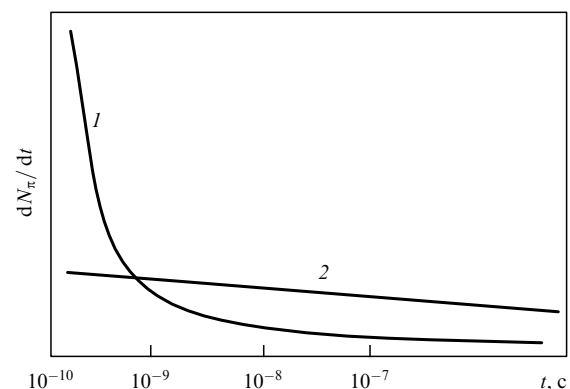


Рис. 16. Качественная форма временных спектров продуктов ядерного захвата отрицательных каонов в гелии: 1 — $N \gg N_1$; 2 — $N \ll N_1$; $N_1 = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

ну N_1 необходимо уточнить в последующих расчетах. Эксперимент с каонами предпочтительнее, чем со стабильными антипротонами, поскольку при малых плотностях гелия становится существенным прямой механизм (59) (скорость его линейна по плотности N). Для каонов переход от кривой 1 к кривой 2 происходит при уменьшении плотности гелия N в довольно узком интервале.

Идея другого эксперимента представлена на рис. 17. Антипротоны останавливаются в гелиевой мишени с плотностью $\sim 5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, содержащей примесь кислорода (O_2) с плотностью $\sim 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этих условиях "ионкулы", содержащие антипротоны в метастабильных состояниях, быстро разрушаются в столкновениях с молекулами кислорода (см. табл. 2), что описывается кривой 1. Кривой 2 соответствуют остановки антипротонов, за которыми через время $\sim 10^{-6} \text{ с}$ следует лазерный импульс, как в опытах [270]. Под воздействием этого импульса "ионкулы" теряют слабо-связанный электрон и превращаются в "атомкулы". Сечение тушения падает почти на два порядка (см. табл. 2), и метастабильность восстанавливается. Параметры лазера, оцениваемые из (110), таковы: длительность импульса $\sim 10^{-8} \text{ с}$, частота $\sim 0,1 \text{ эВ}$ (CO_2 -лазер), плотность потока энергии $S \sim 10^5 \text{ Вт см}^{-2}$.

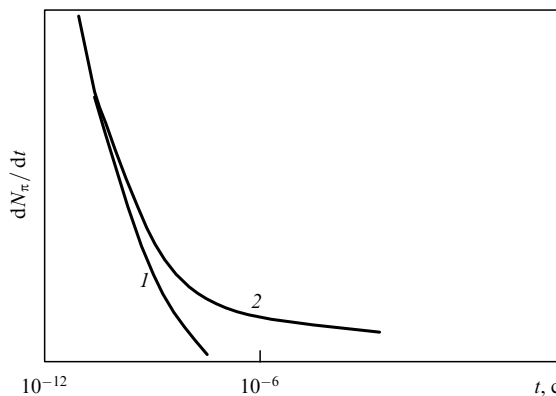


Рис. 17. Временные спектры продуктов аннигиляции антипротонов (DATs) в гелии (качественные кривые), содержащем примесь кислорода: 1 — простые остановки \bar{p} в гелии; 2 — остановки \bar{p} , за которыми следует лазерный импульс, разрушающий "ионкулы".

В третьем эксперименте проверяется пузырьковая модель. Если увеличить давление в жидком гелии до нескольких десятков атмосфер, то радиусы пузырьков существенно уменьшатся, а 2s- и 2p-уровни (см. рис. 10) сдвинутся вверх на величину $\sim 0,3 \text{ эВ}$. Состояние (37, 34) выйдет из резонанса с электронными переходами (см. раздел 7) и станет метастабильным: вместо зависимости, представленной на рис. 6, получим такую же, как на рис. 5. Было бы важно также измерить сечение процесса (59) в экспериментах с медленными антипротонами.

Теперь обсудим проблему мюонного гелия, поставленную в разделе 2.2.2. Она легко разрешается, если предположить, что резонанс, наблюдавшийся в [83–85], соответствует не переходу $2s \rightarrow 2p$, а переходу из метастабильного кругового ($l = n - 1$) или почти кругового состояния Кондо в быстрораспадающееся, что совершенно аналогично ранее обсуждавшимся резонансным

переходам в антипротонном гелии, обнаруженным группой Ямазаки [239].

Согласно оценке (74) (в которой надо произвести замену $m_p \rightarrow m_\mu$) при комнатной температуре, как было во всех обсуждавшихся опытах с мюонным гелием, скорость образования "ионкулы" по рекомбинационному механизму (71) равна (в с^{-1})

$$\lambda_r = (2 \times 10^6) p^2, \quad (112)$$

где p — давление гелия (в атмосферах). В разделах 3 и 4 было показано, что сначала мюон термализуется и лишь затем оказывается в связанном состоянии. Вид этого состояния зависит от давления гелия p : при высоких p — это "ионкула", при низких — "атомкула". Действительно, приближаясь к очередному атому гелия, термализованный мюон поляризует его и разгоняется вследствие этого до энергии $\sim 1 \text{ эВ}$. Из рисунка 2 находим, что сечение образования "атомкулы" по прямому механизму (59) порядка $\sigma_d \sim 10^{-18} \text{ см}^2$, поэтому скорость образования "атомкул" составляет

$$\lambda_d \sim 10^7 p. \quad (113)$$

Из (112), (113) заключаем, что при $p > p_c \approx 5 \text{ атм}$ образуются "ионкулы". Сначала заселяются высоковозбужденные состояния $|e| \sim T$ и позже в результате процессов (72) достигаются уровни

$$n \sim n_0 = \sqrt{\frac{m_\mu}{m_e}}$$

с размером орбиты (73). При $p < p_c$ трехчастичный механизм (71) образования "ионкул" становится маловероятным. При таких давлениях образуются "атомкулы", причем сразу в состояниях $n \sim n_0$ [97, 98, 214]. Расстояние между соседними уровнями "атомкул" (μHe) составляет

$$\omega \approx \frac{m_\mu}{n^3}.$$

Энергии связи в таких состояниях (μHe) и ($\bar{p}\text{He}$) приблизительно одинаковы и близки к I_{He} , поэтому

$$\frac{\omega_\mu}{\omega_p} \sim \frac{n_0^p}{n_0^\mu} \sim \sqrt{\frac{m_p}{m_\mu}} \sim 3.$$

Следовательно, для мюонных "атомкул" (μHe) $\omega \sim 5 \text{ эВ}$.

Отсюда заключаем, что резонанс $\Delta E \approx 1,6 \text{ эВ}$, наблюдавшийся в [83–85], соответствует высоковозбужденным состояниям $n \sim 20$, т.е. "ионкулам". По этой причине при малых давлениях $p \ll p_c$, когда "ионкулы" не образуются, резонанс не должен наблюдаться, что согласуется с [76]. Временные спектры вида $\exp(-\lambda_0 t)$, наблюдавшиеся в [87, 88], в точности соответствуют спектрам DATs, наблюдавшимся для других частиц [195–202], и описывают распад метастабильных состояний Кондо мюонных "ионкул" (μHe). Таким образом, в опытах [87, 88] впервые наблюдались метастабильные состояния Кондо для мюонов в гелии. Как и для антипротонов [233, 234], наблюдаемое во временных спектрах время жизни этих состояний слабо зависит от давления гелия. Что касается 2s-состояний, то в опытах [87, 88] они не давали вклада в микросекундные участки временного спектра, так как при высоких давлениях эти состояния являются короткоживущими.

В [94, 95] измерялись временные спектры K_α -квантов, соответствующих переходу $2p \rightarrow 1s$ мюонного гелия. В

качестве времени задержки по оси абсцисс откладывалось значение

$$\tau = t(K_x) - t(L), \quad (114)$$

где $t(K_x)$, $t(L)$ — времена регистрации K_x - и L -квантов, появившихся внутри одних и тех же временных ворот (т.е. испущенных одним и тем же мюоном). Это означает, что τ отсчитывается от того момента $t(L)$, когда был испущен L -квант, т.е. мюонный гелий перешел в состояние $n = 2$. Атомы, попавшие в $2p$ -состояния, быстро испускают K_x -квант (prompt quant). Атомы, попавшие в метастабильные (при низких давлениях) $2s$ -состояния, в результате индуцированного радиационного перехода $2s \rightarrow 2p \rightarrow 1s$ испускают кванты через гораздо большее время (~ 1 мкс). Эти атомы и давали метастабильный "хвост" в указанных временных спектрах [94, 95].

Время задержки мюонов в состояниях Кондо входит как в $t(K_x)$, так и в $t(L)$, поэтому во время τ оно не входит.

Таким образом, в опытах [83–85, 87, 88] и [94, 95] наблюдались распады совершенно различных метастабильных состояний мюонного гелия, в чем и заключается источник обсуждавшихся в разделе 2.2.2 кажущихся противоречий. Отсюда ясно, что по-прежнему актуальным остается поиск истинного резонанса $2s \rightarrow 2p$, который, вероятно, находится в пределах ± 3 мэВ от теоретического значения (15).

В заключение авторам приятно поблагодарить Т. Ямазаки, В. Бройнлиха, Л.И. Пономарева, В.С. Лисицу, В.Б. Беляева, Л. Симонса и М.П. Файфмана за полезные обсуждения.

11. Приложение

1. CPT-инвариантность

Доказательство CPT-теоремы получено в [159]. В ее условиях предполагается следующее:

- 1) пространство-время, частицы и поля лоренц-инвариантны;
- 2) частицы и поля описываются определенными представлениями группы Лоренца;
- 3) выполнено свойство локальности взаимодействий, т.е. плотность лагранжиана в данной точке составлена из полей, взятых в этой же точке.

При этих условиях доказывается следующее свойство матрицы перехода S :

$$\widehat{U}^+ S \widehat{U} = \widehat{S}^+, \quad \widehat{U} = \widehat{C} \widehat{P} \widehat{T}. \quad (I.1)$$

Отсюда для амплитуды вероятности и вероятности перехода $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ следует соотношение

$$\langle b|S|a\rangle = (\langle \bar{a}|S|\bar{b}\rangle)^*, \quad W_{ab} = |\langle b|S|a\rangle|^2 = |\langle \bar{a}|S|\bar{b}\rangle|^2 = W_{\bar{a}\bar{b}}. \quad (I.2)$$

Здесь $|\bar{a}\rangle = \widehat{U}|a\rangle$. Из свойств оператора \widehat{U} , которые доказываются для частиц любого спина, следует, что состояние $|\bar{a}\rangle$ получается из $|a\rangle$ при замене всех частиц на античастицы, всех импульсов на противоположные. Спиральности частиц на меняются.

Аналогичное (I.1) свойство доказывается для тензора энергии-импульса, 4-вектора электрического тока и т.п.

Из рассмотрения матричных элементов от этих величин следует, что массы и времена жизни частиц и античастиц равны, заряды и магнитные моменты противоположны. Доказательство можно найти в [286, 287], оно технически несложно. Следуя в основном [288, 289], поясним физический смысл CPT-симметрии и заодно обсудим физические явления, связанные с этой симметрией.

Начнем с преобразования поворота. Из изотропии пространства нам известно, что если есть кот M , смотрящий на север, то существует и кот M' , который смотрит на юг (следуя Э. Шрёдингеру, мы продолжим мысленные опыты с этими животными). Второй получается при повороте первого. Можно сказать по-другому. В системе координат $K = (x, y, z)$ первый кот расположился вполне определенным образом. Повернув эту систему координат, получим новую: $K' = (x', y', z')$. По свойству изотропии K и K' равноправны, поэтому существует кот M' , который аналогичным образом расположился в K' . Другими словами, если существует уравнение, которое описывает котов, то оно обладает свойством изотропии. Одно из его решений — это кот M . Применяя к решению M преобразование поворота, получаем M' , которое также удовлетворяет уравнению.

Теперь рассмотрим преобразование отражения. Система K' , в которой $x' = -x$, $y' = y$, $z' = z$, получается из K в результате отражения координатных осей в плоскости (y, z) . Кот M' расположен относительно системы K' так же, как и кот M относительно системы K , и получается при зеркальном отражении кота M в плоскости (y, z) . Кота M' нельзя получить из M поворотом, поскольку его сердце расположено в правой стороне. Не очевидно, что такие коты существуют, во всяком случае их мало (по этому поводу любопытен обзор [290], в котором сделана попытка проследить связь нарушения симметрии между левым и правым в макромире с физикой микромира). Легко убедиться, что при отражении двух осей $x' = -x$, $y' = -y$, $z' = z$ получается кот M' с левосторонним сердцем, который получается при повороте кота M на 180° вокруг оси z . Из этих примеров видно, что отражение четного числа осей равнозначно повороту. При нечетном же числе отражений получаются предметы, не всегда встречающиеся в природе. Отражение трех пространственных осей (три зеркальных отражения)

$$x' = -x, \quad y' = -y, \quad z' = -z$$

— это преобразование P инверсии. Нейтрино, появляющееся в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ подобно левому винту: его спин направлен в сторону, противоположную его импульсу (спиральность $\lambda = -1$). При инверсии левого винта и нейтрино с $\lambda = -1$ получают правый винт и правое нейтрино ($\lambda = +1$). Опыты показывают, что такие нейтрино отсутствуют в природе, в чем и заключается причина нарушения четности в слабых взаимодействиях. Однако существуют антинейтрино с $\lambda = +1$, поэтому чтобы сохранить равноправность частиц и античастиц в [291–293], было сделано предположение о CP-инвариантности законов природы. Согласно этому предположению, если существует кот M , то существует и инверсно отраженный антикот \bar{M} (для простоты инверсию иногда заменяют зеркальным отражением, поскольку два оставшихся отражения — это поворот, который

вследствие изотропии не играет роли в решении вопроса о существовании котов).

В опытах с каонами было обнаружено нарушение CP -инвариантности [294] (в настоящее время проводятся и планируются аналогичные опыты с B -мезонами [295], в том числе и на B -фабриках, которые обсуждались во введении). Из этого нарушения следует, например, что скорости распадов одной и той же частицы [286, 287] на группу частиц и группу их античастиц:

$$K_L^0 \rightarrow e^- + \pi^+ + \bar{\nu}_e, \quad K_L^0 \rightarrow e^+ + \pi^- + \nu_e, \quad (I.3)$$

немного (на $\sim 0,6\%$) отличаются друг от друга. Рассуждая подобным образом [296], А.Д. Сахаров выдвинул предположение о механизме барионной асимметрии Вселенной (наблюдаемом подавляющем преобладании количества вещества над антивеществом), в дальнейшем детализированное [297–299]. Согласно этому механизму на раннем этапе расширения Вселенной вследствие нестационарности метрики из вакуума [300, 301] рождаются сверхтяжелые бозоны, фигурирующие в моделях Великого Объединения (GUT). Вследствие CP -нарушения (и несохранения барионного заряда, которое имеется в GUT) при их дальнейших распадах образуется чуть-чуть больше вещества, чем антивещества. Далее в результате аннигиляции вещества и антивещества возникает огромное количество фотонов и остается избыточная малая доля вещества, что соответствует современным наблюдениям.

Кажется, что в результате CP -нарушения исчезла симметрия между веществом и антивеществом, но это неверно. CPT -инвариантность — "последний оплот" этой симметрии, и ее нарушения пока не обнаружено. С каждой точкой пространства Минковского связан световой конус (рис. 18). По траектории 1 движется кот M , по траектории 2 — инвертированный антикот $\bar{M} = \hat{C}\hat{P}M$ (с правосторонним сердцем). Будущее для него находится в верхнем световом конусе. Точки B , L , D на мировых линиях обозначают рождение, жизнь и смерть котов. Нарушение CP -инвариантности означает, что организм кота \bar{M} в чем-то немного отличается от

организма кота M , например, его сердце бьется реже. Аналогично, продукты реакций (I.3) (которые летят в верхний световой конус) немного различаются, поэтому несколько различаются и скорости этих распадов.

Рассмотрим преобразование инверсии пространства Минковского $K \rightarrow K'$:

$$x' = -x, \quad y' = -y, \quad z' = -z, \quad t' = -t, \quad (I.4)$$

которое называют еще "слабым" отражением или PT -преобразованием. Идея дальнейших рассуждений состоит в том, что четное число (четыре) отражений (I.4) равнозначно повороту. Поэтому в результате PT -преобразования из кота M предполагается получить реально существующего кота M' .

Первые три преобразования в (I.4) дают инвертированного кота (с правосторонним сердцем), последнее — движущегося вспять по времени (рис. 19). С точки зрения наблюдателя, находящегося в системе K , кот \bar{M} живет, как в фильме, пущенном в обратную сторону. В точке D кот \bar{M} собирается из праха, и в него влетает душа. Далее он молодеет и в точке B исчезает в лоне матери. Для пояснения напомним, что здесь и ранее рассматривались активные преобразования, когда частицы кота M занимали новые положения, предписанные преобразованием, и таким образом "собирался" новый кот M' . То же самое проделывалось с осями, когда строилась система K' . Кот M' в системе K' расположен и движется точно так же, как и кот M в системе K . В частности, будущее для него соответствует увеличению t' . В этой связи заметим, что верхняя и нижняя полости светового конуса изначально совершенно равноправны. Для данного объекта будущее соответствует такому направлению вдоль его мировой линии, в котором от менее вероятных событий он переходит к более вероятным. Например, камень, падающий в воду, — это менее вероятное состояние. Камень, лежащий на дне реки, энергия которого перешла в тепловое движение молекул успокоившейся воды, — это более вероятное состояние, обладающее большей энтропией.

В действительности кот \bar{M} является незамкнутой системой и может жить описанным выше образом,

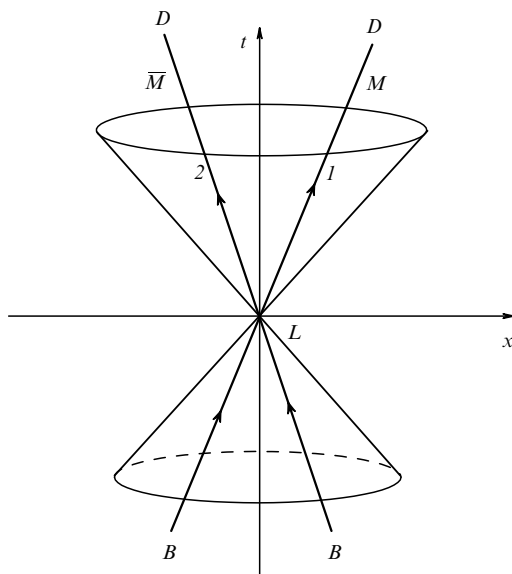


Рис. 18. Мировые линии котов M и $\bar{M} = \hat{C}\hat{P}M$.

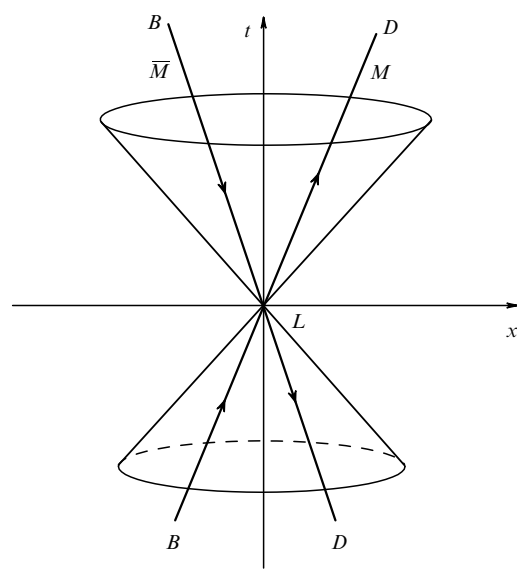


Рис. 19. Мировые линии котов M и $\bar{M} = \hat{C}\hat{P}\hat{T}M$.

лишь если он полностью изолирован от внешнего мира либо если вся Вселенная подвергнута преобразованию (I.4). В реальном случае всегда имеется хотя бы слабое воздействие на \bar{M} со стороны внешнего мира (например, наблюдение, т.е. рассеяние фотонов), которое вследствие экспоненциального разбегания траекторий молекул [302, § 33, 34], т.е. ляпуновской неустойчивости этого движения, приводит к полному разрушению описанной выше последовательности событий: вместо D, L, B для кота \bar{M} получится D, L, D (мы не рассматриваем аннигиляцию кота \bar{M} , считая ее слабым поверхностным эффектом либо предполагая удержание в магнитных ловушках и т.п.). В примере с водой это соответствует тому, что камню сообщается скорость, направленная вверх, но из-за диссипации он никогда не выскочит из воды (все произойдет в требуемом обратном порядке лишь в том случае, если скорости всех молекул воды, камня, воздуха и т.д. при $t = 0$ заменить на противоположные). После указанной релаксации будущее антикота \bar{M} и камня (т.е. наиболее вероятные состояния) будет находиться в верхней полости светового конуса, соответствующего возрастанию полной энтропии Вселенной и, следовательно, направлению мирового времени t (так называемая "стрела времени").

Теперь поясним, почему на рис. 19 изображен антикот \bar{M} . При пространственной инверсии \hat{P} из частицы с энергией ε и импульсом \mathbf{p} получается другая частица с энергией ε и импульсом $-\mathbf{p}$. Аналогично, при слабом отражении (I.4) получается частица с энергией $E = -\varepsilon < 0$ и импульсом $\mathbf{P} = -\mathbf{p}$ (поскольку (E, \mathbf{P}) — 4-вектор). Тело с отрицательной энергией абсолютно неустойчиво. В столкновениях с другими телами или при испускании света оно неудержимо теряет энергию, занимая все более низкие уровни энергии. Согласно наблюдениям такие тела, служащие неисчерпаемым источником энергии, в природе отсутствуют. Значит, в результате слабого отражения получилось тело M' , которое в природе отсутствует. С этим мы уже встречались ранее, когда в результате инверсии \hat{P} получили правовинтовое нейтрино. В том и другом случае причины одинаковы: оба преобразования не сводятся к повороту. Точнее, активное преобразование (I.4) нельзя непрерывным образом осуществить над физическим объектом. Если разгонять тело, то его мировая линия будет как угодно близко приближаться к верхнему световому конусу (см. рис. 19), никогда его не пересекая. По этой причине эту мировую линию невозможно непрерывным образом перевести в отрицательную полуось t , как это требуется при активном преобразовании (I.4).

Чтобы понять, что получилось в результате (I.4), рассмотрим движение тела M' вдоль оси x , используя прием Зенона. Тело уходит из точки $x = x_1$ и приходит в точку $x = x_2$ ($x_2 > x_1$), т.е. при $t = t_1$ оно исчезает в точке x_1 , а при $t = t_2 > t_1$ появляется в точке x_2 . Пусть, кроме того, оно имеет заряд $q_0 > 0$. Изменения энергии и заряда в точке x_1 равны соответственно

$$\Delta E_1 = E_f - E_i = 0 - E = \varepsilon > 0,$$

$$\Delta q_1 = -q_0 < 0. \quad (\text{I.5})$$

Аналогично, в точке x_2 получаем

$$\Delta E_2 = -\varepsilon < 0, \quad \Delta q_2 = q_0 > 0. \quad (\text{I.6})$$

Таким образом, энергия уменьшилась в точке $x = x_2$ и увеличилась в точке $x = x_1$, с зарядом все наоборот. Вместо несуществующего тела M' с $E < 0$ рассмотрим другое реальное тело \bar{M} с положительной энергией $E = \varepsilon > 0$ и зарядом \bar{q} . Из (I.5), (I.6) следует, что новое тело движется, как на рис. 19. При $t > t_2$ и $t < t_1$ его не существует. Оно имеется лишь на интервале $t_1 < t < t_2$. Тело \bar{M} появляется в точке $x = x_2$ в момент $t = t_2$, движется вспять по времени к точке $x = x_1$, в которой исчезает в момент $t = t_1$. Заряд этого нового тела равен $\bar{q} = -q_0$, т.е. из кота M получается антикот \bar{M} . Только при таком характере движения и заряде тела \bar{M} удастся согласовать требование положительности энергии \bar{M} с изменением энергии и заряда (I.5), (I.6) в точках x_1 и x_2 . Мы видим, что уничтожение тела M с отрицательной энергией есть рождение \bar{M} с положительной энергией и противоположным зарядом.

Таким образом, вследствие того, что в пространстве Минковского с сигнатурой $(+, -, -, -)$ преобразование (I.4) в действительности не есть поворот, чтобы получить реально существующее тело (или новое решение "уравнения, описывающего котов"), PT -преобразование нужно дополнить зарядовым C -преобразованием, которое заменяет частицы на античастицы. Отметим, что PT -преобразование является поворотом в евклидовом пространстве с сигнатурой $(+, +, +, +)$, и поэтому в таком пространстве античастицы отсутствуют. Отсюда видно, что существование античастиц является прямым следствием того факта, что наше пространство является пространством Минковского.

Суммируем все сказанное. В результате CPT -преобразования тела M у нас получилось новое тело \bar{M} .

1. Тело \bar{M} получается из M в результате инверсии \hat{P} всех его частей (правые винты заменяются левыми) и последующей замены частиц на античастицы.

2. Тело \bar{M} имеет противоположный импульс и движется вспять по времени.

3. Части тела \bar{M} совершают такое же относительное движение, что и у M , поэтому массы частиц и античастиц одинаковы (а заряды противоположны).

Эти три утверждения поясняют смысл квантовомеханического соотношения (I.2).

Если взять тело \bar{M} , состоящее из антивещества, и проделать над ним CPT -преобразование, то получится инвертированное тело M из вещества, движущееся вспять по времени. Отсюда ясно, что симметрия между веществом и антивеществом сохраняется.

По поводу движения вспять по времени еще раз подчеркнем, что выше речь шла о свойствах симметрии лагранжиана, о взаимном соответствии возможных движений и решений квантовополевых уравнений: если имеется какое-то решение, то после применения к нему CPT -преобразования получается состояние, которое снова удовлетворяет квантовополевым уравнениям и может быть создано в опытах.

II. Расчет сечения прямого механизма образования антипротонного гелия

Расчет сечения σ_i произведем по адиабатической теории возмущений (АТВ) [210, 211, 235, 245]. Поскольку характерный орбитальный момент ядер в реакции (59) велик (~ 50), а потенциальная энергия их взаимодействия меньше характерной кинетической энергии (~ 10 эВ), будем считать, что \bar{p} движется по прямолинейной

траектории $\mathbf{R} = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$, а атом гелия покоится в начале координат. Ядра движутся медленно ($v \sim 0,02$ а.е.) по сравнению с электронами, поэтому расчет следует производить в адиабатическом базисе электронных волновых функций (ВФ). Ионизация (59) происходит в основном при малых прицельных параметрах $b \leq 1$ (см. рис. 20), когда потенциал ионизации $I = \gamma^2/2$ наименьший (см. рис. 11) и выполняется условие

$$\gamma R \ll 1, \quad (\text{II.1})$$

которое позволяет использовать для ВФ слабосвязанного электрона приближение ПНР (106), (107), причем в данном случае $\gamma = \gamma(R) = \sqrt{2I(R)}$. ВФ непрерывного спектра имеет вид [226]

$$\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}) + f \frac{\exp(i\mathbf{p}\mathbf{r})}{r}, \quad f = -\frac{1}{\gamma + i\mathbf{p}}.$$

Тем самым в выбранном приближении мы учитываем так называемые радиальные переходы и не учитываем кориолисовы [211], что допустимо в области (II.1).

Раскладываем ВФ слабосвязанного электрона по указанному адиабатическому базису $[\psi_0(\mathbf{r}, t), \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)]$:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = C_0(t)\psi_0(r)\exp(i\phi_0(t)) + \int C_{\mathbf{p}}(t)\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)\exp\left(\frac{-itp^2}{2}\right)d\Gamma,$$

где

$$d\Gamma = \frac{d^3p}{(2\pi)^3}, \quad \phi_0(t) = \int_0^t I(R(t')) dt'.$$

Отсюда и из уравнения Шрёдингера для $\psi(\mathbf{r}, t)$ получаем систему уравнений для амплитуд

$$\begin{aligned} \dot{C}_0 &= -\int C_{\mathbf{p}} V_{\mathbf{p}} \exp(-i\phi) d\Gamma, \\ \dot{C}_{\mathbf{p}} &= C_0 V_{\mathbf{p}}^* \exp(i\phi) - \int V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} C_{\mathbf{p}'} d\Gamma'. \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

Здесь

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{1}{2} \int_0^t (p^2 + \gamma^2) dt', \\ V_{\mathbf{p}} &= \left\langle 0 \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| \mathbf{p} \right\rangle = \frac{2\sqrt{2\pi\gamma}}{(\gamma^2 + p^2)(\gamma + i\mathbf{p})}, \\ V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} &= \left\langle \mathbf{p} \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| \mathbf{p}' \right\rangle. \end{aligned}$$

В приближении АТВ во втором уравнении системы (II.2) полагаем $C_0 = 1$, $C_{\mathbf{p}'} = 0$, что дает вероятность и сечение ионизации (59):

$$\begin{aligned} \sigma_i &= \int_0^\infty 2\pi b W(b) db, \\ W(b) &= \int |f(p, b)|^2 d\Gamma, \\ f(p, b) &= \int_{-\infty}^\infty V_{\mathbf{p}}^* \exp(i\phi) dt. \end{aligned}$$

Для расчета интеграла $f(p, b)$ от быстроосциллирующей функции был использован стандартный метод, кратко описанный в разделе 3. Из рисунка 20 видно, что

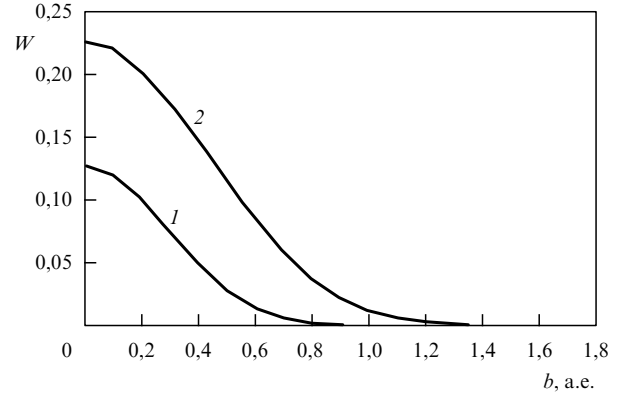


Рис. 20. Зависимость вероятности w процесса (59) от прицельного параметра столкновения b антипротона с атомом гелия: 1 — скорость столкновения $v = 0,035$ а.е.; 2 — $v = 0,1$ а.е.

условие $W(b) \ll 1$ применимости АТВ при типичных для процесса (59) скоростях столкновения $v \sim 0,02$ а.е. выполняется. Сечение представлено кривой 2 на рис. 2. С учетом взаимодействия между \bar{p} и He сечение следует увеличить на величину $\sim 50\%$. Это, однако, не меняет окончательный вывод о несущественности процесса (59).

III. Скорость образования антипротонного гелия по рекомбинационному механизму (71), (72)

По теории многоквантовой рекомбинации [215, 216]

$$\lambda_r \sim \frac{4\pi}{3} r_T^3 \frac{N}{\tau_T}, \quad \tau_T \sim \frac{T^2}{D}. \quad (\text{III.1})$$

Здесь r_T — томсоновский радиус, определяемый из соотношения $|U(r_T)| = T$, $U(R) = -\alpha/(2r^4)$ — поляризационное взаимодействие между \bar{p} и He,

$$D = \frac{m_p^2 T N}{2m_\alpha} \langle v^3 \sigma_i(v) \rangle \approx \frac{3\sqrt{3}\pi^2 T^2 N m_p^{1/2}}{2^{5/2} m_\alpha} \quad (\text{III.2})$$

— коэффициент диффузии антипротона по уровням $|\varepsilon| \sim T$, v — скорость \bar{p} ,

$$\sigma_i \approx \frac{\pi^2 \sqrt{3\alpha}}{2^{3/2} m_p^{1/2} v}$$

— транспортное сечение рассеяния \bar{p} на атоме гелия в приближении поляризационного взаимодействия. Из (III.1) и (III.2) следует оценка (74). Эту оценку можно получить и из более простых соображений [205]. Вероятность нахождения \bar{p} внутри томсоновской сферы, окружающей какой-либо атом гелия, порядка $\omega_T \sim r_T^3 N$. Частота ударов других атомов гелия об эту сферу $v \sim r_T^2 v_T N$. Если бы массы \bar{p} и He были одинаковы, то при каждом таком ударе \bar{p} получал или терял бы энергию $\sim T$, значит, $\lambda_r \sim v\omega_T$. В действительности $m_p < m_\alpha$, поэтому отбираемая энергия меньше, что дает дополнительный множитель m_p/m_α .

IV. Скорость оже-ионизации (88) "ионкулы" в основном электронном состоянии

Вычислим скорость $\Gamma_A^{(g)}$ для представляющих наибольший интерес круговых состояний $l = n - 1$ в приближении классических траекторий для движения ядер. В этом

приближении $\bar{\mathbf{r}}$ и α -частица движутся вокруг общего центра масс по круговым орбитам с радиусами

$$r_p = \alpha R, \quad r_\alpha = \beta R,$$

где $\alpha = m_\alpha/M$, $\beta = m_p/M$, $M = m_\alpha + m_p$.

Перейдем в систему координат K' , вращающуюся с угловой скоростью ω вместе с ядрами вокруг оси z . Ось x системы K' направим вдоль радиус-вектора \mathbf{R} , тогда $\bar{\mathbf{r}}$ и α будут покоиться на оси x в точках с координатами

$$\mathbf{r}_p \equiv \mathbf{R}_a = (r_p, 0, 0), \quad \mathbf{r}_\alpha \equiv \mathbf{R}_b = (-r_\alpha, 0, 0).$$

Движение слабосвязанного электрона в K' описывается не зависящим от времени гамильтонианом

$$\hat{H} = \hat{T} + U(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + V(\mathbf{r}), \quad (IV.1)$$

где $\hat{T} = -\Delta_r/2$, $U(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — потенциальная энергия взаимодействия электрона с "атомкулой" ($\bar{\mathbf{r}}$ и α). Ионизация (88) слабосвязанного электрона происходит в результате действия на него центробежных и кориолисовых сил, которые описываются оператором [211, 230, 45]

$$V(\mathbf{r}) = \omega \hat{L}_z^2. \quad (IV.2)$$

Вследствие нейтральности "атомкулы" взаимодействие с ней ($U \sim -1/r^4$) улетающего электрона является короткодействующим ($\lim_{r \rightarrow \infty} r^2|U| = 0$ при $r \rightarrow \infty$), поэтому справедлива формула [271]

$$\Gamma_A = \int 2\pi \delta(E_f - E_i) |V_{fi}|^2 d\mathbf{v}_f, \quad (IV.3)$$

которая по виду совпадает с формулой теории возмущений, но в действительности таковой не является (ее физический смысл и некоторые приложения обсуждаются, например, в [15, 272, 273], а сравнение ее следствий с экспериментом приводится в [274–276]). Гамильтониан (IV.1) можно представить в двух формах:

$$\hat{H} = \hat{H}_i + \hat{V}_i = \hat{H}_f + \hat{V}_f, \quad (IV.4)$$

где

$$\hat{H}_i = \hat{T} + U, \quad \hat{V}_i = V, \quad \hat{H}_f = \hat{T} + \hat{V}, \quad \hat{V}_f = U.$$

В формуле (IV.3)

$$V_{fi} = \langle f | \hat{V}_i | i \rangle = \langle f | \hat{V}_f | i \rangle, \quad (IV.5)$$

где $|i\rangle$, $E_i = -\gamma^2/2 = -I$ и $|f\rangle$, E_f — собственные векторы и энергии гамильтонианов H_i и H_f соответственно.

В качестве $U(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ в данной работе выбран сепаратный потенциал [226] вида

$$U = \lambda_a |\varphi_a\rangle \langle \varphi_a| - \lambda_b |\varphi_b\rangle \langle \varphi_b|, \quad (IV.6)$$

где

$$a \equiv \bar{p}, \quad b \equiv \alpha, \quad 4\pi\lambda_a = 1,9341989, \quad 4\pi\lambda_b = 3,4606589,$$

$$\varphi_a \equiv \varphi(\mathbf{r}_a), \quad \mathbf{r}_a = \mathbf{r} - \mathbf{R}_a,$$

$$\varphi_b \equiv \varphi(\mathbf{r}_b), \quad \mathbf{r}_b = \mathbf{r} - \mathbf{R}_b,$$

$$\varphi(r) = \frac{\exp(-r)}{r}.$$

Первое слагаемое в (IV.6) описывает отталкивание электрона от \bar{p} , второе — притяжение к α -частице. Постоянные λ_a, λ_b были выбраны так, чтобы наилучшим образом воспроизвести потенциал ионизации I "ионкулы" в наиболее важном интервале $0 \leq R \leq 1,5$ (см. рис. 11). Потенциал (IV.6) дает возможность провести аналитический расчет Γ_A . Его преимущество, например, по сравнению с потенциалами нулевого радиуса, заключается в том, что последний приводит к появлению нефизического связанного состояния электрона, энергия которого при $R \rightarrow 0$ стремится к $-\infty$ [217, 226].

Расчет Γ_A существенно упрощается в импульсном представлении для $|i\rangle$ и $|f\rangle$. Результат имеет вид

$$\Gamma_A = \sum_{m=-m_1}^{-\infty} \Gamma_m, \quad \Gamma_m = 4\pi \int_0^{p_0} Q^2 dp_z, \quad (IV.7)$$

где $p_0 = \sqrt{-\gamma^2 - 2\omega m}$, $m_1 = 1 + [I/\omega]$, [...] — целая часть числа. Далее,

$$Q = AJ_{|m|}(q\alpha R) + (-1)^m BJ_{|m|}(q\beta R),$$

где J — функции Бесселя, $q = \sqrt{p_0^2 - p_z^2}$. Коэффициенты A и B входят в выражение для ВФ связанного состояния

$$\psi_i = Ag(r_a) + Bg(r_b),$$

где

$$g(r) = [\exp(-\gamma r) - \exp(-r)]r^{-1}.$$

Они находятся из однородной системы уравнений

$$\left(I_{aa} + \frac{1 - \gamma^2}{2\lambda_a} \right) A + I_{ab} B = 0, \\ I_{ab} A + \left(I_{aa} - \frac{1 - \gamma^2}{2\lambda_b} \right) B = 0 \quad (IV.8)$$

и условия нормировки $\int \psi_i^2 d^3r = 1$. Потенциал ионизации $I = \gamma^2/2$ определяется из равенства нулю определителя системы (IV.8).

ВФ конечного состояния в координатном представлении имеет вид

$$\psi_f(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{q_\perp}{2}} \exp(im\varphi + ip_z z) J_{|m|}(q_\perp \rho), \quad (IV.9)$$

где

$$q_\perp = \sqrt{2 \left(E_f - \omega m - \frac{p_z^2}{2} \right)},$$

ρ — расстояние до оси z (полярная координата), φ — угол между \mathbf{r} и осью x , m и p_z — проекции на ось z момента импульса и импульса вылетающего электрона. В импульсном представлении ВФ $|f\rangle$ упрощается:

$$\psi_f(\mathbf{K}) = 2\pi^2 \sqrt{q_\perp} \delta(K_z - p_z) \times \\ \times \exp(im\phi) \delta\left(\frac{1}{2} K_\perp^2 - \frac{1}{2} p_z^2 - E_f + \omega m\right), \quad (IV.10)$$

где ϕ — угол между осью x и проекцией \mathbf{K}_\perp вектора \mathbf{K} на плоскость (x, y) .

Нормировка ВФ (IV.9), (IV.10) соответствует одной частице в нормировочном объеме, в качестве которого удобно выбрать соосный с осью z цилиндр радиуса ρ_0 и высотой L_z . Поскольку $L_z \rightarrow \infty$, $\rho_0 \rightarrow \infty$, то можно считать, что выполняются граничные условия

$$\varphi_f(\rho = \rho_0) = 0, \quad \psi_f(z + L_z) = \psi_f(z).$$

Тогда суммирование по конечным состояниям в (IV.3) принимает вид

$$\int dv_f \dots = \sum_m \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{dq_{\perp}}{\pi} \dots$$

В лабораторной системе координат электрон находится в периодически меняющемся поле вращающейся "атомкулы", которое можно разложить на фурье-гармоники:

$$U(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(i\omega_m t) V_m(\mathbf{r}), \quad (\text{IV.11})$$

где $\omega_m = \omega t$. Гармоника с номером m вызывает ионизацию "ионкулы" со скоростью Γ_m (m — квантовый переход), чем поясняется физический смысл формулы (IV.7).

Значения $\Gamma_A^{(g)}$, представленные в табл. 3, следует рассматривать как оценку по порядку величины. Причина в том, что удаляющийся электрон движется в поле диполя "атомкулы", для которого не выполняется условие короткодействия, необходимое для применимости формулы (IV.3). Погрешности $\Gamma_A^{(g)}$ увеличиваются при большом R , когда оже-ширина мала. Отметим, что аналогичная погрешность должна содержаться в оже-ширинах "атомкулы", приведенных в работе [247], в которой использовалась формула, аналогичная (IV.3). В случае оже-ионизации "атомкулы" выбитый электрон движется в кулоновском поле иона ($\bar{p}\alpha$).

V. Возбужденные электронные состояния "ионкулы"

Рассмотрим сначала вращающуюся систему отсчета, как в разделе IV.

В слабосвязанном состоянии энергия связи электрона порядка энергии ε его взаимодействия с "атомкулой":

$$|\varepsilon| \sim |U| \sim \frac{R}{r^2}. \quad (\text{V.1})$$

Отсюда следует, что характерный размер орбиты электрона

$$r \sim R^{1/2} |\varepsilon|^{-1/2}, \quad (\text{V.2})$$

а вероятность его нахождения в окрестности "атомкулы"

$$g \sim \left(\frac{R}{r}\right)^3 \sim (R|\varepsilon|)^{3/2}. \quad (\text{V.3})$$

Под воздействием на электрон компонент с $m \neq 0$ в разложении (IV.11) происходит ионизация. Скорость распада возбужденной "ионкулы" в состоянии с $|\varepsilon| \ll \omega$ по аналогии со (109), (110) оценивается выражением

$$\Gamma_A^{(\text{ex})} \sim \Gamma_A^{(g)} g. \quad (\text{V.4})$$

Таким образом, время жизни состояний с большими квантовыми числами (101) вследствие малости квадрата

волновой функции в нуле оказывается большим. Это видно из формул (IV.3), (IV.5): в подынтегральном выражении матричного элемента V_{fi} ВФ возбужденного электронного состояния ψ_i быстро осциллирует, и поэтому скорость Γ_A будет мала, причем основной вклад в нее дает область сингулярности потенциальной энергии $r \sim R$.

Энергия связи электрона в поле диполя выражается через его квантовые числа формулой [217, 279]

$$\varepsilon \sim -I \exp\left(-\frac{2\pi n_r}{\sigma}\right), \quad (\text{V.5})$$

где $I = \gamma^2/2$ — потенциал ионизации основного ($n_r = 0$) состояния, $n_r = 0, 1, 2, \dots$ — радиальное квантовое число, $\sigma = \sqrt{2(R - R_c)}$. Характерный размер электронного облака

$$r_n \sim \frac{1}{\gamma} \exp\left(\frac{\pi n_r}{\sigma}\right). \quad (\text{V.6})$$

Из (V.5) и (V.6) следует (V.1) и (V.2), а также оценка

$$g \sim \exp\left(-\frac{3\pi n_r}{\sigma}\right). \quad (\text{V.7})$$

Формулы (V.5)–(V.7) относятся к состояниям с нулевой проекцией момента электрона на ось диполя ($A = 0$). При $A \neq 0$ множитель g существенно меньше оценки (V.7) [279]. Мы приходим к заключению, что в состояниях (101) множитель g очень мал, откуда следует вывод (102).

Теперь рассмотрим лабораторную систему координат. Из (V.1) следует, что характерная скорость электрона

$$v_e \sim \frac{\sqrt{R}}{r},$$

а частота его орбитального движения

$$\omega_e \sim \frac{v_e}{r} \sim \frac{\sqrt{R}}{r^2}.$$

При $r < r_1 = R^{1/4} \omega^{-1/2} \sim 3$ а.е. $\omega_e > \omega$, поэтому электрон является быстрой, а "атомкула" — медленной подсистемами. При $r > r_1$ ситуация меняется на противоположную. Отсюда заключаем, что расчет возбужденных электронных состояний "ионкулы" в лабораторной системе координат более сложен, чем во вращающейся системе: если использовать стандартное приближение Борна–Оппенгеймера (БО), то нельзя пренебрегать неадиабатическими слагаемыми и необходимо учитывать их строго. Преимущества вращающейся системы ясно видны, если рассуждать в рамках приближения классических траекторий ядер. Предел быстрых ядер ($r > r_1$) соответствует отбрасыванию в (IV.11) слагаемых с $m \neq 0$, что аналогично приближению Крамерса–Хеннебергера [278, 229], известному в теории эффекта стабилизации атомов в сильном электромагнитном поле.

Потенциал $V_0(\mathbf{r})$, соответствующий $m = 0$, при $r \rightarrow \infty$ представляет собой поле квадруполь ($V_0 \sim 1/r^3$), в котором может быть только конечное число слабосвязанных

состояний. Переход во вращающуюся систему позволяет учесть все V_m при $m \neq 0$ точным образом, что приводит, как показано выше, к бесконечному числу связанных квазистационарных состояний (при $R > R_c$). Теория [280] позволяет приближенно учесть слагаемые с $m \neq 0$ при расчете в лабораторной системе координат. На основе [280] и раздела 5 заключаем, что кроме r_1 в задаче имеется еще одно характерное расстояние

$$r_2 = (\Delta E)^{-1/2} \sim 10 \text{ а. е.}$$

При $r > r_2$ имеем поляризационное взаимодействие между электроном и "атомкулой"

$$U(r) = -\frac{\alpha_A}{2r^4}, \quad (\text{V.8})$$

где $\alpha_A \sim R^2/(\Delta E)$ — поляризуемость "атомкулы" (отметим, что она очень велика). Формула (V.8) описывает виртуальные переходы "атомкулы" под влиянием поля неподвижного электрона. При $r < r_2$ $\omega_e > \Delta E$, и электрон уже нельзя считать неподвижным, поэтому в области $R < r < r_2$ вместо (V.8) имеем [280]

$$U(r) \sim -\frac{R^2}{r^2}. \quad (\text{V.9})$$

Оценки по теореме Левинсона [219] на основе фазового уравнения [281] позволяют заключить, что в потенциале (V.8), (V.9) имеется несколько слабосвязанных состояний (в [280] прослежена связь между этими и ефимовскими состояниями [282]). Выводы [280] относятся, однако, к основному состоянию комплекса (в нашем случае это состояние "атомкулы" $n = 1$). В состояниях $n \gg 1$, соответствующих классическому пределу, как обсуждалось выше, следует проводить расчет во вращающейся системе отсчета. Последнее утверждение, впрочем, является приближенным, поскольку возникает вопрос о наилучшем выборе частоты Ω вращения системы координат. Если характерный размер r электронного облака достаточно мал:

$$r < r_1, \quad (\text{V.10})$$

то $\omega_e > \omega$. В этом случае справедливо приближение БО, когда на первом этапе рассматривается движение электрона при неподвижных α и \bar{r} . Видно, что тут следует выбрать $\Omega = \omega$. Условие (V.10) вместе с (V.1) эквивалентно $|\varepsilon| > \omega \approx 3 \text{ эВ}$. Видно, что выбор $\Omega = \omega$ правилен в случае основного электронного состояния "ионкулы" (см. раздел 4).

Для возбужденных состояний $|\varepsilon| \ll \omega$. В этом случае $\omega_e \ll \omega$, и на первом этапе следует рассмотреть движение α и \bar{r} в поле неподвижного электрона. Поскольку $R < r_1$, то можно считать, что $r \gg R$. Электрон движется в поле дипольного момента $\mathbf{d} = \langle \mathbf{R} \rangle$ кеплеровой орбиты, которую описывает конец вектора $\mathbf{R}(t)$. Кроме того, вследствие экранировки сильносвязанным электроном и слабого нарушения кулоновского вырождения (см. раздел 2.6) эта орбита прецессирует с частотой ΔE . Отсюда видно, что правильный выбор есть $\Omega = \Delta E$. При такой частоте вращения системы координат K' прецессия орбиты в K' исчезает, орбита антипротона становится замкнутой, т.е. кулоновская симметрия восстанавливается. В поле диполя \mathbf{d} имеется квазиконтинуум

связанных электронных состояний. Поскольку $\Delta E \ll \omega$, то действительная скорость оже-распада возбужденных электронных состояний будет на много порядков меньше, чем оцененная из (V.4).

Состояния (n, l, m) для фиксированных n и l имеют одинаковую четность $(-1)^l$, поэтому для антипротона в состоянии (n, l) $\hat{d} = 0$, поскольку обращаются в нуль все матричные элементы в этом подпространстве состояний. В действительности для орбит (99)–(101) взаимодействие со слабосвязанным электроном перемешивает состояния (n, l) с близкими l , и поэтому $\langle \mathbf{d} \rangle \neq 0$, как и предполагалось выше.

Приведенные здесь оценки характеристик возбужденных электронных состояний "ионкулы" нуждаются в дополнительных, более строгих обоснованиях. Скорее, их следует рассматривать как предположение, которое, впрочем, подтверждается экспериментальными данными (см. разделы 5–7).

Список литературы

1. Wheeler J A *Phys. Rev.* **71** 143 (1947)
2. Fermi E, Teller E *Phys. Rev.* **72** 399 (1947)
3. Conversi M et al. *Phys. Rev.* **71** 209 (1947)
4. Зельдович Я Б, Герштейн С С *УФН* **71** 581 (1960)
5. Герштейн С С и др. *УФН* **97** 3 (1969)
6. Бархоп Э *УФН* **106** 527 (1972)
7. Кириллов-Угрюмов В Г, Никитин Ю П, Сергеев Ф М *Атомы и мезоны* (М.: Атомиздат, 1980)
8. Балашов В В, Коренман Г Я, Эрамжан Р А *Поглощение мезонов атомными ядрами* (М.: Атомиздат, 1978)
9. *Muon Physics* Vol. 1–3 (Eds V W Hughes, C S Wu) (New York: Academic Press, 1975–1977)
10. Scheck F *Leptons, Hadrons and Nuclei* (Amsterdam: North-Holland, 1983)
11. Бакенштосс Г *УФН* **107** 405 (1972)
12. Бетти С Дж *ЭЧАЯ* **13** 164 (1982) [Batty C J *Sov. J. Part. Nucl.* **13** 71 (1982)]
13. Batty C J *Rep. Prog. Phys.* **52** 1165 (1989)
14. Герштейн С С, Петров Ю В, Пономарев Л И *УФН* **160** (8) 3 (1990)
15. Меньшиков Л И, Сомов Л Н *УФН* **160** (8) 47 (1990)
16. Petitjean C *Nucl. Phys. A* **543** 79c (1992)
17. Batty C J, Friedman E, Gal A *Phys. Rep.* **287** 385 (1997)
18. *Proc. of the Int. Symposium on Exotic Atoms, Molecules and Muon Catalyzed Fusion (EXAT98)* (Ascona, Switzerland, July, 1998); *Hyp. Int.* **118/119** (1999)
19. *Proc. of the Workshop "Physics and detectors for DАФNE"* (Frascati, Italy, 1999); *Frascati Phys. Ser.* **XVI** (1999)
20. *Proc. of the Int. Symposium on Muon Catalyzed Fusion and the Physics of Exotic Atoms and Molecules ($\mu\text{CF-95}$)* (Dubna, 1995); *Hyp. Int.* **101/102** (1996)
21. Nagamine K et al. *Hyp. Int.* **101/102** 521 (1996)
22. Дзепелев В П и др. *ЖЭТФ* **50** 1235 (1966)
23. Быстрицкий В Н и др., Припринт ОИЯИ № Д-12690 (Дубна: ОИЯИ, 1979); *Письма в ЖЭТФ* **31** 249 (1980)
24. Kammel P *Hyp. Int.* **119** 323 (1999)
25. Hayano R S et al. *Phys. Lett. B* **231** 355 (1989)
26. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. Ежегодный отчет — 1999 (Новосибирск: Изд-во ИЯФ СО РАН, 2000)
27. Solodov E P *Frascati Phys. Ser.* **XV** (1999)
28. Аульченко В М и др. *ЯФ* **62** 1 (1999)
29. Akai K et al. *Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conf. (PAC-99)* (New York, 1999)
30. Guaraldo C et al. *Hyp. Int.* **119** 253 (1999)
31. Leon M, Bethe H A *Phys. Rev.* **127** 636 (1962)
32. Borie E, Leon M *Phys. Rev. A* **21** 1460 (1980)
33. Men'shikov L I, Ponomarev L I Z. *Phys. D Atom. Mol. Cl.* **2** 1 (1986)
34. Koike T, Harada T, Akaishi Y *Phys. Rev. C* **53** 79 (1996)
35. Terada T P, Hayano R S *Phys. Rev. C* **55** 73 (1997)
36. Markushin V E *Phys. Rev. A* **50** 1137 (1994)

37. Reifenröther G, Klempt E *Nucl. Phys. A* **503** 885 (1989)
38. Reifenröther G, Klempt E *Phys. Lett. B* **245** 129 (1990)
39. Меньшиков Л И *ЯФ* **63** 920 (2000)
40. Faifman M P et al. *Frascati Phys. Ser. XVI* 637 (1999)
41. Day T B, Snow G A, Sucher J *Phys. Rev. Lett.* **3** 61 (1959); *Phys. Rev.* **118** 864 (1960)
42. Simons L M *Phys. Scripta T* **22** 90 (1988)
43. Vermeulen J L *Nucl. Phys. B* **12** 506 (1969)
44. Лисица В С, Шолин Г В *ЖЭТФ* **61** 912 (1971)
45. Демков Ю Н, Островский В Н, Соловьев Е А *ЖЭТФ* **66** 125 (1974)
46. Men'shikov L I *Muon Catalyzed Fusion* **2** 173 (1988)
47. Bracci L, Fiorentini G *Nuovo Cimento A* **43** 9 (1978)
48. Пономарев Л И, Соловьев Е А *Письма в ЖЭТФ* **64** 129 (1996)
49. Crawford J E et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 1043 (1986); *Phys. Rev. D* **43** 46 (1991)
50. Aschenauer E C et al. *Phys. Rev. A* **51** 1965 (1995)
51. Schottmuller J et al. *Hyp. Int.* **119** 95 (1999)
52. Ito T M et al. *Phys. Rev. C* **58** 2366 (1998)
53. Меньшиков Л И, Пономарев Л И *Письма в ЖЭТФ* **39** 542 (1984); **42** 12 (1985)
54. Breunlich W H et al., Preprint BNL BNL-21174 (Berkeley: BNL, 1986)
55. Jones S E et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 588 (1986)
56. Breunlich W H et al. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39** 311 (1989)
57. Ackerbauer P et al. *Hyp. Int.* **82** 243, 357 (1993)
58. Lauss B et al. *Hyp. Int.* **101/102** 285 (1996); **118** 79 (1999)
59. Sakamoto S, Nagamine K *Hyp. Int.* **101/102** 277 (1996)
60. Averin Yu P et al. *Hyp. Int.* **118** 111 (1999)
61. Kravtsov A V et al. *Muon Catalyzed Fusion* **2** 183 (1988)
62. Kravtsov A V et al. *Muon Catalyzed Fusion* **2** 199 (1988)
63. Chaplinski W et al. *Muon Catalyzed Fusion* **5/6** 59 (1990/91)
64. Горелкин В Н, Смилга В П *ЖЭТФ* **39** 1586 (1974)
65. Varlamov V G et al. *Nuovo Cimento B* **36** 131 (1976)
66. Башкиров В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **29** 271 (1979)
67. Гуревич И И, Пономарев А Н "Мюонный спиновой релаксации метод", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 3 (М.: БСЭ, 1992) с. 226; Смилга В П, Белоусов Ю М *Мюонный метод исследования вещества* (М.: Наука, 1991)
68. Bin'ko V N et al. *Hyp. Int.* **87** 905 (1994)
69. Gorelkin V N, Soloviev V R, Dobretsov Yu P *Hyp. Int.* **101/102** 169 (1996)
70. Gorelkin V N, Konchakov A M, Kotova L P *Hyp. Int.* **87** 997 (1994)
71. Пикаев А К *Современная радиационная химия* Т. 1–3 (М.: Наука, 1985, 1986, 1987)
72. Балин Д В и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 318 (1984)
73. Меньшиков Л И, Препринт ИАЭ-3810/12 (М.: ИАЭ, 1983)
74. Faifman M P, Men'shikov L I *Hyp. Int.* **118** 187 (1999)
75. Kottmann F, in *Fundamental Interactions in Low-Energy Systems* (Ettore Majorana Intern. Science Ser. Physical Sciences, Vol. 23, Eds P Dalpiaz, G Fiorentini, G Torelli) (New York: Plenum Press, 1985) p. 481
76. Hauser P et al. *Phys. Rev. A* **46** 2363 (1992)
77. Zavattini E, in *Laser Spectroscopy: Proc. of the second Intern. Conf.* (Lecture Notes in Physics, Vol. 43, Eds S Haroche et al.) (Berlin: Springer-Verlag, 1975) p. 370
78. Udem T et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2646 (1997)
79. Taqqu D et al. *Hyp. Int.* **119** 311 (1999)
80. Bernabini J, Ericson T E O, Jariskog C *Phys. Lett. B* **50** 467 (1974)
81. Feinberg G, Chen M Y *Phys. Rev. D* **10** 190 (1974)
82. Vorobyov G et al. *Hyp. Int.* **118** 13 (1999)
83. Carboni G et al. *Nuovo Cimento A* **34** 493 (1976)
84. Carboni G et al. *Nucl. Phys. A* **278** 381 (1977)
85. Carboni G et al. *Phys. Lett. B* **73** 229 (1978)
86. Borie E, Rinker G A *Phys. Rev. A* **18** 324 (1978); *Rev. Mod. Phys.* **54** 67 (1982)
87. Placci A et al. *Nuovo Cimento A* **1** 445 (1971)
88. Bertin A et al. *Nuovo Cimento B* **26** 433 (1975)
89. Carboni G, Pitzurra O *Nuovo Cimento B* **25** 367 (1975)
90. Mueller R O et al. *Phys. Rev. A* **11** 1175 (1975)
91. Cohen J S, Bardsley J N *Phys. Rev. A* **23** 46 (1981)
92. Cohen J S *Phys. Rev. A* **25** 1791 (1982)
93. Men'shikov L I, Ponomarev L I, Sukhanov L P Z. *Phys. D Atom. Mol. Cl.* **7** 203 (1987)
94. Von Arb H P et al. *Phys. Lett. B* **136** 232 (1984)
95. Eckhause M et al. *Phys. Rev. A* **33** 1743 (1986)
96. De Vries C P, Oskam H J *Phys. Rev. A* **22** 1429 (1980)
97. Cohen J S, Martin R L, Wadt W R *Phys. Rev. A* **27** 1821 (1983)
98. Dolinov V K et al. *Muon Catalyzed Fusion* **4** 169 (1989)
99. Гольдманский В И, Фирсов В Г *Успехи химии* **40** 1353 (1971)
100. Bethe H A, Salpeter E E *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (New York: Academic Press, 1957)
101. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988)
102. Landau R, Klempt E *Phys. Rev. Lett.* **48** 1722 (1982)
103. Dey W et al. *Nucl. Phys. A* **326** 418 (1979)
104. Leon M *Phys. Lett. B* **50** 425 (1974); **53** 141 (1974); *Nucl. Phys. A* **260** 461 (1976)
105. Bradbury J N et al. *Phys. Rev. Lett.* **34** 303 (1975)
106. Wheeler J A *Rev. Mod. Phys.* **21** 133 (1949)
107. Diaz J A, Kaplan S N, Pule R V *Nucl. Phys.* **40** 54 (1963)
108. Cojocaru V et al. *Phys. Lett.* **20** 53 (1966)
109. Ganzorig Dz et al. *Nucl. Phys. A* **350** 278 (1980)
110. Frank F C *Nature* **160** 525 (1947)
111. Сахаров А Д *Отчет ФИАН СССР* (М., 1948)
112. Alvarez L W et al. *Phys. Rev.* **105** 1125 (1957)
113. Путвинский С В *УФН* **168** 1235 (1998)
114. Головин И Н, Кадомцев Б Б *Атомная энергия* **80** 14 (1996)
115. Alekseev P N et al. *Nucl. Eng. Design* **173** 151 (1997)
116. Алексеев П Н и др. *Атомная энергия* **79** 243, 327 (1995)
117. Карелин А И *Радиохимия* **38** 289 (1996)
118. Alekseev P N et al., Preprint IAE-6110/3 (Moscow: IAE, 1998)
119. Адамов Е О и др. *Атомная энергия* **82** 3 (1997)
120. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* (М.: Наука, 1981)
121. Горбунов Д С и др., Препринт ИЯИ-0960/97 (М.: ИЯИ, 1997)
122. <http://www-jnf.kek.jp/>
123. Dalitz R H, in *Proc. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics* (Ed. V Povh) (Heidelberg: MPI, 1982)
124. Далиц Р *Странные частицы и сильные взаимодействия* (М.: ИЛ, 1964); Dalitz R H *Strange Particles and Strong Interactions* (Oxford: Univ. Press, 1962)
125. Kunselman R *Phys. Rev.* **134** B485 (1971); *Phys. Rev. C* **9** 2469 (1974)
126. Backenstoss G et al. *Phys. Rev. B* **43** 431 (1973)
127. Cheng S C et al. *Nucl. Phys. A* **254** 381 (1975)
128. Robertson P et al. *Phys. Rev. C* **16** 1945 (1977)
129. Roberts B L *Phys. Rev. D* **17** 358 (1978)
130. Negele J W *Phys. Rev. C* **1** 1260 (1970)
131. Bethe H A, Siemens P J *Nucl. Phys. B* **21** 589 (1970)
132. Schmidt R et al. *Hyp. Int.* **118** 67 (1999)
133. Deser S et al. *Phys. Rev.* **96** 774 (1954)
134. Trueman T L *Nucl. Phys.* **26** 57 (1961)
135. Beer G A *Hyp. Int.* **118** 3 (1999)
136. Toki H, Yamazaki T *Phys. Lett. B* **213** 129 (1988)
137. Toki H et al. *Nucl. Phys. A* **501** 653 (1989)
138. Сивухин Д В *Общий курс физики. Оптика* (М.: Наука, 1980)
139. Toki H, Hirenzaki S, Yamazaki T *Nucl. Phys. A* **530** 679 (1991)
140. Hirenzaki S, Toki H, Yamazaki T *Phys. Rev. C* **44** 2472 (1991)
141. Iwasaki M, Trudel A, Celler A *Phys. Rev. C* **43** 2472 (1991)
142. Yamazaki T et al. *Z. Phys. A Hadron Nucl.* **355** 219 (1996)
143. Baird S et al. *Nucl. Phys. A* **392** 297 (1983)
144. Akaishi Y, Yamazaki T, in *Proc. of the Workshop "Physics and detectors for DAΦNE"* (Frascati, Italy, 1999)
145. Wiegand C E, Pehl R H *Phys. Rev. Lett.* **27** 1410 (1971)
146. Batty C J et al. *Nucl. Phys. A* **326** 455 (1979)
147. Caso C et al. *Eur. Phys. J. C* **3** 1 (1998); <http://pdg.lbl.gov/>
148. Fano U *Phys. Rev.* **124** 1866 (1961)
149. Bardsley J N *Phys. Rev. B* **1** 349 (1968)
150. *Nucl. Data Tables* **14** (1973)
151. Bour G et al. *Phys. Lett. B* **368** 251 (1996)
152. Meshkov I, Skrinisky A N *Nucl. Instrum. Meth. A* **379** 41 (1996)
153. Kartavtsev O I, Meshkov I N *JINR Rapid Communications* (Dubna, 1996)
154. Gabrielse G et al. *The Production and Study of Cold Antihydrogen* (CERN, 1997); <http://hussle.harvard.edu/atrap/>

155. Halzscheiter M et al. *Nucl. Phys. B* **56** 336 (1997); <http://athena.wednet.edu/project/document/proposal.html>; <http://varming.homecern.ch/varming/athena/publicathena.html>
156. Будкер Г И, Скринский А Н *УФН* **124** 561 (1978)
157. Gabrielse G *Нур. Int.* **44** 349 (1988)
158. Hughes R J *Нур. Int.* **76** 3 (1993)
159. Pauli W, in *Niels Bohr and the Development of Physics* (Eds W Pauli, L Rosenfeld, V Weisskopf) (New York: McGraw-Hill, 1955); Lüders G *Det. Kon. Dan. Vid. Sel. Mat.-fys. Medd.* **28** 1 (1954)
160. Walraven J T M *Нур. Int.* **76** 205 (1993)
161. Арцимович Л А *Управляемые термоядерные реакции* 2-е изд. (М.: Физматгиз, 1963)
162. Dehmelt H G *Nature* **262** 777 (1976)
163. Hänsch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
164. Миногин В Г, Летохов В С *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986)
165. Летохов В С, Миногин В Г, Павлик Б Д *ЖЭТФ* **72** 1328 (1977)
166. Андреев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 463 (1981); *ЖЭТФ* **82** 1429 (1982)
167. Казанцев А П *УФН* **124** 113 (1978)
168. Doyle J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 603 (1991)
169. Luiten O J et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 544 (1993); Setija I D et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2257 (1993)
170. Hänsch T W, Zimmermann C *Нур. Int.* **76** 47 (1993)
171. Василенко Л С, Чеботаев В П, Шишаев А В *Письма в ЖЭТФ* **12** 161 (1970)
172. Летохов В С, Чеботаев В П *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии* (М.: Наука, 1975)
173. Schmidt F et al. *Phys. Rev. A* **51** 2789 (1995)
174. Gabrielse G et al. *Phys. Lett. B* **455** 311 (1999)
175. *Proc. of Int. Workshop on Antimatter Gravity and Antihydrogen Spectroscopy*; *Нур. Int.* **109** (1–4) (1997)
176. Penning F M *Physica* **3** 873 (1936)
177. Пауль В *УФН* **160** 109 (1990)
178. Van Dyck R S, Schwinberg P B, Dehmelt H G *Phys. Lett.* **38** 310 (1977)
179. Brown L S, Gabrielse G *Rev. Mod. Phys.* **58** 233 (1986)
180. Gabrielse G et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 2504 (1986)
181. Gabrielse G et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1360 (1989); **65** 1317 (1990)
182. Walls F L, Dehmelt H G *Phys. Rev. Lett.* **21** 127 (1968)
183. Rolston S L, Gabrielse G *Нур. Int.* **44** 233 (1988)
184. Меньшиков Л И *УФН* **169** 113 (1999)
185. Gabrielse G et al. *Phys. Lett. A* **129** 38 (1988)
186. Glinsky M E, O'Neil T M *Phys. Fluids B* **3** 1279 (1991)
187. Меньшиков Л И, Федичев П О *ЖЭТФ* **108** 144 (1995)
188. Fedichev P O *Phys. Lett. A* **226** 289 (1997)
189. Wolf A *Нур. Int.* **76** 189 (1993)
190. Делоне Н Б, Крайнов В П, Шепелянский Д Л *УФН* **140** 355 (1983)
191. Mansbach P, Keck J *Phys. Rev.* **181** 275 (1969)
192. Schramm U et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 22 (1991)
193. Neumann R *Нур. Int.* **44** 305 (1988)
194. Колыбасов В М "Адронные атомы", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (М.: БРЭ, 1988) с. 28
195. Fetkovich J G, Pewitt E G *Phys. Rev. Lett.* **11** 290 (1963)
196. Block M M et al. *Phys. Rev. Lett.* **11** 301 (1963)
197. Block M M, Kopelman J B, Sun C R *Phys. Rev.* **140** 143 (1965)
198. Fetkovich J G et al. *Phys. Rev. D* **2** 1803 (1970)
199. Fetkovich J G, Riley B R, Wang I-T *Phys. Lett. B* **35** 178 (1971)
200. Comber C et al. *Nuovo. Cimento A* **24** 294 (1974)
201. Fetkovich J G et al. *Nucl. Phys. A* **240** 485 (1975)
202. Iwasaki M et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1246 (1991)
203. Condo G T *Phys. Rev. Lett.* **9** 65 (1964)
204. Russel J E *Phys. Rev. Lett.* **23** 63 (1969); *Phys. Rev.* **188** 187 (1969); *Phys. Rev. A* **1** 721, 735, 742 (1970); *A* **6** 2488 (1976); *J. Math. Phys.* **12** 1906 (1971)
205. Меньшиков Л И, Препринт ИАЭ-6036/1 (М.: ИАЭ, 1997)
206. Men'shikov L I *Нур. Int.* **119** 245 (1999)
207. Azuma T et al. CERN/SPSC 97-19; CERN/SPSC P-307; <http://tkynx0.phys.s.u.-tokyo.ac.jp/asacusa/>
208. Horvath D *Нур. Int.* **119** 263 (1999)
209. Knudsen H, Reading J F *Phys. Rep.* **212** 107 (1992)
210. Галицкий В М, Никитин Е Е, Смирнов Б М *Теория столкновений атомных частиц* (М.: Наука, 1981)
211. Никитин Е Е, Уманский С Я *Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях* (М.: Атомиздат, 1979)
212. Briggs J S, Greenland P T, Solov'ev E A *Нур. Int.* **119** 235 (1999)
213. Ahlrichs R et al. *Z. Phys. A Hadron. Nucl.* **306** 297 (1982)
214. Beck W A, Wilets L, Alberg M A *Phys. Rev. A* **48** 2779 (1993)
215. Беляев С Т, Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд. АН СССР, 1958)
216. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
217. Базь А И, Зельдович Я Б, Переломов А М *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* 2-е изд. (М.: Наука, 1971)
218. Heitler W *The Quantum Theory of Radiation* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1970)
219. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1974)
220. Yamazaki T et al. *Phys. Rev. A* **55** R3295 (1997)
221. Korobov V I *Phys. Rev. A* **54** R1749 (1996)
222. Korobov V I, Bakalov D D *Phys. Rev. Lett.* **79** 3379 (1997)
223. Bakalov D D et al. *Нур. Int.* **101/102** 487, 493 (1996)
224. Elander N, Yarevsky E *Phys. Rev. A* **55** 2134 (1997)
225. Kino Y, Kamimura M, Kudo H *Proc. XV Int. Conf. "Few-Body Problems in Physics"* (Groningen, 1997)
226. Демков Ю Н, Островский В Н *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике* (Л.: Изд.-во ЛГУ, 1975)
227. Делоне Н Б, Крайнов В П *Атом в сильном световом поле* 2-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1984); *Multiphoton Processes in Atoms* (Heidelberg: Springer, 1994)
228. Смирнов Б М *Высоковозбужденные атомы* (М.: Энергоиздат, 1982)
229. Делоне Н Б, Крайнов В П *УФН* **165** 1295 (1995)
230. Буреева Л А, Лисица В С *Возмущенный атом* (М.: ИздАТ, 1997)
231. Давыдкин В А, Зон Б А *Оптика и спектроскопия* **51** 25 (1981)
232. Kim L, Pratt R H *Phys. Rev. A* **36** 45 (1987)
233. Yamazaki T et al. *Nature* **361** 238 (1993)
234. Yamazaki T *Нур. Int.* **101/102** 451 (1996)
235. Смирнов Б М *Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями* (М.: Наука, 1972)
236. Радциг А А, Смирнов Б М *Параметры атомов и атомных ионов* 2-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1986)
237. Радциг А А, Смирнов Б М *Справочник по атомной и молекулярной физике* (М.: Атомиздат, 1980)
238. Morita T, Ohtsuki K, Yamazaki T *Nucl. Instrum. Meth. A* **33** 439 (1993)
239. Morita N et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 159 (1994)
240. Yamazaki T et al. *Chem. Phys. Lett.* **265** 137 (1997)
241. Widmann E et al. *Phys. Rev. A* **53** 3129 (1996)
242. Widmann E et al. *Phys. Rev. A* **51** 2870 (1995)
243. Гельман Г Г *Квантовая химия* (М.-Л.: ГТТЛ, 1937)
244. Feinman R P *Phys. Rev.* **56** 340 (1939)
245. Смирнов Б М *Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме* (М.: Атомиздат, 1968)
246. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Релятивистская квантовая теория* (М.: Наука, 1968–1971)
247. Korobov V I, Shimamura I *Phys. Rev. A* **56** 4587 (1997)
248. Kartavtsev O I, Fedotov S I, Monakhov D E *Нур. Int.* **109** 125 (1997); **119** 207 (1999)
249. Hori M et al. *Phys. Rev. A* **57** 1698 (1998)
250. Коренман Г Я, Препринт НИИЯФ МГУ 97-1/452 (М.: НИИЯФ МГУ, 1997)
251. Кондратьев В Н *Константы скорости газофазных реакций* (М.: Наука, 1971)
252. Кондратьев В Н, Никитин Е Е *Кинетика и механизмы газофазных реакций* (М.: Наука, 1974)
253. Conroy H, Bruner B J. *Chem. Phys.* **47** 921 (1967)
254. Никитин Е Е *Теория элементарных атомно-молекулярных процессов в газах* (М.: Химия, 1970)
255. Levin J L, Sanders T M *Phys. Rev.* **154** 138 (1967)
256. Кукушкин Л С, Шикин В Б *ЖЭТФ* **63** 1830 (1972)
257. Шикин В Б *УФН* **121** 457 (1977)

258. Harrison H R, Springett B E *Phys. Lett. A* **35** 73 (1971)
259. Halperin B, Gomer R J. *Chem. Phys.* **43** 1069 (1965)
260. Гачечиладзе И А, Кешишнев К О, Шальников А И *Письма в ЖЭТФ* **12** 231 (1971)
261. Лебеденко В Н, Родионов Б У *Письма в ЖЭТФ* **16** 583 (1972)
262. Brushi L, Mazzi G, Sautini M *Phys. Rev. Lett.* **28** 1504 (1972)
263. Laveland R J, Lecomber P G, Spear W E *Phys. Lett. A* **39** 225 (1972)
264. Sommer W T *Phys. Rev. Lett. A* **12** 271 (1964)
265. Woolf M A, Rayfield G W *Phys. Rev. Lett.* **15** 235 (1965)
266. Budrick B *Phys. Rev. Lett.* **14** 11 (1965)
267. Grimes C C, Adams G *Phys. Rev. B* **41** 6366 (1990)
268. Yamazaki T, Ohtsuki K *Phys. Rev. A* **45** 7782 (1992)
269. Widmann E *Hypr. Int.* **119** 195 (1999)
270. Ketzner B et al. *J. Chem. Phys.* **109** 424 (1998)
271. Переломов В М, Попов В С, Терентьев М В *ЖЭТФ* **50** 1393 (1966)
272. Меньшиков Л И *ЯФ* **42** 1449 (1985)
273. Меньшиков Л И, Файфман М П *ЯФ* **43** 650 (1986)
274. Меньшиков Л И и др. *ЖЭТФ* **65** 656 (1987)
275. Scrinzi A et al. *Phys. Rev. A* **47** 4691 (1993)
276. Petitjean C et al. *Hypr. Int.* **118** 127 (1999)
277. Джелепов В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **53** 581 (1991)
278. Henneberger W C *Phys. Rev. Lett.* **21** 838 (1968)
279. Комаров И В, Пономарев Л И, Славянов С Ю *Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции* (М.: Наука, 1976)
280. Киржниц Д А, Пеньков Ф М *ЖЭТФ* **85** 90 (1983)
281. Бабинов В В *Метод фазовых функций в квантовой механике* (М.: Наука, 1968)
282. Ефимов В Н *ЯФ* **12** 1080 (1970)
283. Демков Ю Н *ЖЭТФ* **45** 195 (1963)
284. Демков Ю Н, Кунике М *Вестн. ЛГУ* **16** 39 (1969)
285. Меньшиков Л И *ЖЭТФ* **85** 1159 (1983)
286. Нелипа Н Ф *Физика элементарных частиц* (М.: Высшая школа, 1977)
287. Lee T D *Particle Physics and Introduction to Field Theory* (Chur: Harwood Academic Publ., 1981)
288. Фейнман Р Ф *УФН* **157** 163 (1989); Feynman R P, in *Elementary Particles and the Laws of Physics: the 1986 Dirac Memorial Lectures* (Cambridge: Cambridge University Press, 1987)
289. Герштейн С С, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 4 (М.: БРЭ, 1994)
290. Гольдманский В И, Кузьмин В В *УФН* **157** (1) 3 (1989)
291. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 407 (1957)
292. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **105** 1671 (1957)
293. Salam A *Nuovo. Cimento* **5** 299 (1957)
294. Christenson J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** 138 (1964)
295. Данилов М В *УФН* **168** 631 (1998)
296. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
297. Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **12** 335 (1970)
298. Игнатьев А Ю, Кузьмин В А, Шапошников М Е *Письма в ЖЭТФ* **30** 726 (1979)
299. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996)
300. Гриб А А, Мамаев С Г, Мостепаненко В М *Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях* (М.: Атомиздат, 1980)
301. Биррелл Н, Дэвис П *Квантованные поля в искривленном пространстве-времени* (М.: Мир, 1984); Birrell N D, Davies P C W *Quantum Fields in Curved Space* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1982)
302. Кадомцев Б Б *Динамика и информация* (М.: Ред. журн. "УФН", 1997)
303. Боголюбов Н Н, Ширков Д В *Введение в теорию квантованных полей* (М.: Наука, 1976)
304. Ицксон К, Зюбер Ж-Б *Квантовая теория поля* (М.: Мир, 1984); Itzykson C, Zuber J-B *Quantum Field Theory* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1978)
305. Райдер Л *Квантовая теория поля* (М.: Мир, 1987); Ryder L H *Quantum Field Theory* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1984)

Some problems of the physics of exotic atoms

L.I. Men'shikov

*Russian Research Center "Kurchatov Institute",
pl. Kurchatova 1, 123181 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 947-27 72. E-mail: menipel@cityline.ru
Pomor State University,
prosp. Lomonosova 4, 163002 Arkhangelsk, Russian Federation
Tel. (7-8182) 44-17 50*

M.K. Eseev

*Pomor State University,
prosp. Lomonosova 4, 163002 Arkhangelsk, Russian Federation
Tel. (7-8182) 44-17 50. E-mail: eseev_m@mail.ru*

The current status of the physics of exotic atoms is reviewed. The problem of the anomalous width of the kaonic helium 2P-state is analyzed, experimental CPT invariance tests for the antihydrogen atom are discussed, and results on the metastability of the antiproton (as well as of π^- , μ^- , K^- , Σ^- , etc.) in helium are considered. A comparison is made of the well-known Kondo model and the ionic model. In the latter, the ion ($\bar{p}ze$) — the so-called 'ioncule' — forms after \bar{p} is stopped in its motion in helium. One of its electrons is weakly bound, occupies one of the Efimov levels, and orbits at ~ 20 a.u. in the dipole field of the neutral 'atomcule' ($\bar{p}ze$). The lifetime of the ioncule is long ($> 10^{-5}$ s) and the antiproton's vibrational-rotational transition frequencies ω are practically equal to the atomcule value ($\Delta\omega/\omega \sim 10^{-5} - 10^{-6}$) — in agreement with laser-spectroscopy data. While ionic model results on the cross-sections of metastability quenching by impurity atoms and molecules in helium agree well with experiment, the atomcule-based Kondo model leads to a 3–4 orders of magnitude underestimate. The ionic model is also in agreement with some other available data. Direct experimental tests of this model are discussed. A new interpretation of E Zavattini group's laser spectroscopy results on the 2s–2p-splitting in muon helium is presented.

PACS numbers: 11.30.Er, **25.43 + t**, **36.30.10 – k**, 67.40.Kh

Bibliography — 305 references

Received 27 June 2000, revised 22 October 2000