

ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

А. Н. Москалев, Р. М. Рындин, И. Б. Хрипович

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	409
а) Что такое нейтральные токи? (410). б) Возможные проявления нейтральных токов в атомной физике (411). в) Механизмы усиления эффектов несохранения четности в атомах (413).	
2. Общий вид слабого взаимодействия электронов с нуклонами	415
а) Фермиевская теория β -распада (415). б) Слабое взаимодействие нейтральных токов (416). в) Нерелятивистский потенциал P -нечетного ep -взаимодействия (417).	
3. Атом водорода	419
а) Переход $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ (419). б) Смешивание $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -уровней и циркулярная поляризация излучения (420). в) Эффекты несохранения четности во внешнем магнитном поле (422). г) Дипольный электрический момент метастабильного состояния (423). д) Что препятствует наблюдению несохранения четности (424). е) Водородоподобные ионы (424).	
4. Двухэлектронные ионы	425
а) Механизмы возникновения циркулярной поляризации (425). б) Оценки величины эффекта (426).	
5. Тяжелые атомы	430
а) Расчет смешивания уровней противоположной четности (430). б) Несохранение четности в индуцированных дважды запрещенных $M1$ -переходах (432). в) Вращение плоскости поляризации света в парах тяжелых металлов (435). г) Вращение плоскости поляризации в радиодиапазоне (439). д) Эффекты несохранения четности в сверхпроводниках (441).	
6. μ -мезоатомы	443
а) Переход $2S \rightarrow 1S + \gamma$ (443). б) Возможные P -нечетные корреляции (446). в) Конкурирующие процессы (447). 1) Оже-переходы (447). 2) Двухквантовый $2S \rightarrow 1S$ -переход (447). 3) $E1$ -переход $2S \rightarrow 2P + \gamma$ (447). 4) μ -распад и μ -захват ядром (448). г) Учет сверхтонкой структуры (448).	
7. Заключение	449
Цитированная литература	450

1. ВВЕДЕНИЕ

В этом обзоре пойдет речь о физических явлениях, до сих пор не наблюдавшихся экспериментально, — об эффектах несохранения четности в атомных переходах. На современном уровне оптических исследований наблюдение, по крайней мере, некоторых из этих эффектов оказывается, по-видимому, достаточно близким к реальному. Такие эксперименты чрезвычайно интересны уже хотя бы потому, что в них может быть обнаружено новое, до сих пор не наблюдавшееся взаимодействие элементарных частиц — слабое взаимодействие электрона с протоном и нейтроном, обусловленное так называемыми нейтральными токами.

а) Что такое нейтральные токи?

Одной из центральных проблем современной физики слабых взаимодействий является вопрос о существовании нейтральных токов. Поясним, что имеется в виду, на простых примерах. Рассмотрим хорошо известный процесс слабого взаимодействия — обычный β -распад нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

и тесно связанные с ним реакции

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

Все они (рис. 1) сопровождаются изменением электрического заряда сильновзаимодействующей частицы — нуклона и передачей его электрону или позитрону. Об этих процессах и вообще о всех процессах слабого

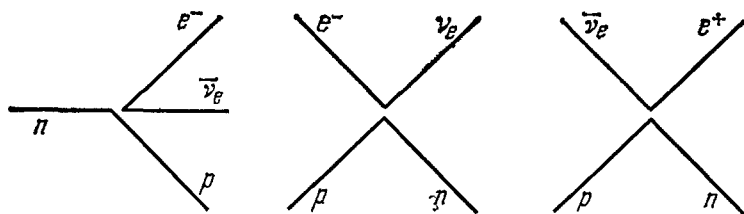


Рис. 1.

взаимодействия, которые сопровождаются передачей заряда от адронов (сильновзаимодействующих частиц) к лептонам (e , ν_e , μ , ν_μ), говорят, что они обусловлены слабым взаимодействием заряженных токов. Взаимодействие заряженных токов вызывает и чисто лептонные процессы, например распад мюона

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Между тем известными нам законами сохранения не запрещены и процессы, не сопровождающиеся передачей заряда от адронов к лептонам, например упругое рассеяние за счет слабого взаимодействия нейтрино, электрона или мюона на нуклоне. О процессах такого рода принято говорить, что они обусловлены нейтральными слабыми токами. Нейтральные токи приводили бы и к чисто лептонным процессам, таким, как упругое рассеяние электрона на электро- или мюонном нейтрино на электро- или мюонном нейтрино. (Более подробно понятие заряженных и нейтральных токов рассматривается во второй главе обзора.)

Вопрос о существовании нейтральных токов неоднократно обсуждался в прошлом¹⁻⁸. Особый интерес к нейтральным токам пробудился после появления перенормируемых моделей, единым образом описывающих электромагнитные и слабые взаимодействия (см., например, обзор⁹). В наиболее популярных из них слабые нейтральные токи возникают естественным образом.

Первые экспериментальные свидетельства в пользу существования слабых нейтральных токов были получены в 1973 г. на ускорителях в ЦЕРНе и в Батавии¹⁰⁻¹¹. В этих экспериментах наблюдались процессы рассеяния мюонных нейтрино и антинейтрино на нуклонах и электронах, обусловленные, по-видимому, слабыми взаимодействиями нейтральных

токов. Вероятности этих процессов оказались сравнимыми с вероятностями процессов, идущих за счет заряженных токов.

Однако до сих пор нет никаких экспериментальных данных о слабом взаимодействии электронов и мюонов между собой и с нуклонами, вызываемом нейтральными токами. Дело в том, что в процессах такого рода выделить вклад слабого взаимодействия на фоне электромагнитного, значительно более интенсивного, крайне трудно. Одним из способов сделать это является переход к более высоким энергиям, поскольку с ростом энергии слабое взаимодействие, в отличие от электромагнитного, растет (см. обзор ¹²), вместе с этим растет и его относительный вклад в сечение рассеяния.

С другой стороны, в настоящее время представляются отнюдь не безнадёжными попытки обнаружить эффекты, вызываемые нейтральными токами, в атомной физике с ее высокой точностью измерений *). Этот круг вопросов мы и рассмотрим в настоящем обзоре. Отметим, что некоторые эффекты несохранения четности в атомной физике, связанные с существованием нейтральных токов, впервые обсуждались Я. Б. Зельдовичем еще в 1959 г. ².

б) Возможные проявления нейтральных токов в атомной физике

Рассмотрим качественно эффекты, к которым приводит слабое взаимодействие электронов с нуклонами в атомах. Мы будем предполагать, что это взаимодействие, так же как и обычное слабое, обладает очень малым радиусом, т. е. происходит практически, лишь когда электрон и нуклон находятся в одной точке. Примем пока для оценок, что константа слабого eN взаимодействия совпадает по порядку величины с фермиевской константой β -распада

$$G = 10^{-5} \frac{1}{m_p^2}, \quad (1.1)$$

где m_p — масса протона.

Чтобы получить представление о масштабах явлений, оценим сдвиг δE уровня атома водорода за счет слабого взаимодействия. Этот сдвиг должен быть пропорционален, благодаря короткодействию, плотности вероятности нахождения электрона вблизи протона $|\psi(0)|^2 = 1/\pi a^3$, где a — борковский радиус. Таким образом,

$$\delta E \sim G \frac{\hbar^3}{\pi a^3 c} \sim 10^{-4} \text{ Мгц}. \quad (1.2)$$

Сдвиг уровня за счет слабого взаимодействия зависит, вообще говоря, от полного момента количества движения атома. Поэтому сверхтонкое расщепление основного состояния атома водорода меняется благодаря слабому взаимодействию на величину того же порядка 10^{-4} Мгц . Точность, с которой измерено сверхтонкое расщепление в водороде, составляет $\pm 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ Мгц}$ ¹⁶, что само по себе более чем достаточно для наблюдения эффекта слабого взаимодействия. Однако эта точность в данном случае бесполезна. Дело не только в неопределенности теоретического расчета сверхтонкого расщепления ($\sim 10^{-2} \text{ Мгц}$), которая связана с учетом

*) Следует отметить, что несколько лет назад методами атомной спектроскопии уже был получен результат, представляющий интерес для физики слабых взаимодействий. Речь идет об ограничении на электрический дипольный момент электрона $d : d/e < 2 \cdot 10^{-24} \text{ см.}$, найденном путем измерения дипольных моментов цезия ¹³, ксенона ¹⁴ и таллия ¹⁵. Однако этот круг вопросов в нашем обзоре обсуждаться не будет.

поляризуемости и структуры протона, обусловленных сильными взаимодействиями (см., например, ¹⁷). Даже магнитный момент протона, входящий множителем в выражение для сверхтонкого расщепления, измерен лишь с точностью до шестого знака ¹⁸, что соответствует неопределенности $\sim 10^{-3}$ Мгц в интерпретации сверхтонкого расщепления в водороде.

Использование такой водородоподобной системы, как мюоний (μe), облегчило бы интерпретацию результатов измерений, так как у мюона нет сильных взаимодействий и его магнитный момент измерен с относительной точностью ¹⁹ $\sim 3 \cdot 10^{-8}$. Однако точность, с которой измерено само сверхтонкое расщепление в мюонии, пока невелика ²⁰ ($\sim 10^{-2}$ Мгц). В случае позитрония точность измерений еще ниже ²¹.

Эта ситуация имеет достаточно общий характер. Даже если спектроскопическая точность в принципе оказывается достаточной для того, чтобы обнаружить слабое взаимодействие, это не удается сделать из-за неопределенности в интерпретации результата измерения.

Поэтому следует обратиться к эффектам, само наблюдение которых свидетельствовало бы о наличии слабого взаимодействия. Характерным свойством слабых взаимодействий, которое присуще только им, является несохранение пространственной четности. Наблюдение несохранения четности в атомной физике послужило бы, с нашей точки зрения, важным инструментом исследования слабых взаимодействий. Эффекты такого рода мы и собираемся обсудить в обзоре.

К ним относится, например, циркулярная поляризация излучения неполяризованными атомами. Речь идет, по существу, о зависимости интенсивности излучения I от проекции спина фотона s_γ на направление его движения \mathbf{n} ($s_\gamma = -i [\mathbf{e}^* \mathbf{e}]$, где \mathbf{e} — вектор поляризации фотона). Такая корреляция $s_\gamma \mathbf{n}$ — псевдоскаляр, она меняет знак при инверсии системы координат: $\mathbf{n} \rightarrow -\mathbf{n}$, $\mathbf{e} \rightarrow -\mathbf{e}$. Поэтому зависимость вида $I = I_0 + I_1 (s_\gamma \mathbf{n})$, т. е. $I_\pm = I_0 \pm I_1$, где индекс \pm относится к знаку циркулярной поляризации излучения, означает несохранение четности.

Рассмотрим подробнее механизм возникновения псевдоскалярных корреляций в атомных переходах. Обычно состояние атомов характеризуется не только определенными значениями полного момента и его проекции, но и определенной четностью. При учете слабого взаимодействия четность перестает быть точным квантовым числом и возникает смешивание уровней: стационарные состояния приобретают малые примеси состояний с теми же значениями полного момента, но с противоположной четностью. Но если хотя бы один из уровней, между которыми происходит электромагнитный переход, определенной четностью не обладает, то вероятности излучения право- и левополяризованных квантов (они переходят друг в друга при пространственном отражении) будут, вообще говоря, различными. А это и означает наличие циркулярной поляризации излучения.

Величина примеси состояния с противоположной четностью определяется отношением $\langle V \rangle / \Delta E$, где $\langle V \rangle$ — матричный элемент не сохраняющего четность потенциала (см. гл. 2), взятый между смешивающимися состояниями, а ΔE — разность энергий этих состояний. Матричный элемент $\langle V \rangle$ имеет по сравнению с δE (см. (1.2)) дополнительную малость $\sim \alpha$ ($\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры), связанную с тем, что взаимодействие, не сохраняющее четность, содержит псевдоскалярный множитель типа $\mathbf{sp}/mc \sim v/c \sim \alpha$, где \mathbf{s} , \mathbf{p} и m — спин, импульс и масса электрона. Таким образом, коэффициент смешивания состояний, разделенных нормальным энергетическим интервалом $\Delta E \sim E \sim \alpha^2 mc^2$

составляет

$$F = \left| \frac{\langle V \rangle}{\Delta E} \right| \sim G m^2 \frac{\alpha^2}{\pi} \sim 10^{-16}. \quad (1.3)$$

Эта величина, конечно, фантастически мала. К счастью, в атомах существуют механизмы, усиливающие на много порядков эффекты несохранения четности.

в) Механизмы усиления эффектов несохранения четности в атомах

С одной стороны, энергетический интервал между смешивающимися уровнями противоположной четности может оказаться много меньше характерной энергии электрона в атоме. Уникальная с этой точки зрения ситуация имеет место в атоме водорода^{2,8,22}, где энергии уровней $nS_{1/2}$ и $nP_{1/2}$ с одинаковым главным квантовым числом n отличаются лишь за счет лэмбовского сдвига. Для уровней $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ это расщепление составляет $\sim 10^{-6}$ от характерной атомной энергии, так что их коэффициент смешивания равен примерно 10^{-10} . Смешивание указанных уровней приводит к тому, что амплитуда одноквантового $M1$ -перехода $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ будет содержать примесь амплитуды $E1$ -перехода $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$. При этом амплитуды излучения право- и левополяризованных квантов A_{\pm} оказываются различными: $A_{\pm} = A(M1) \pm FA(E1)$. В результате излучение будет циркулярно поляризованным. Степень циркулярной поляризации равна

$$P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{|A_+|^2 - |A_-|^2}{|A_+|^2 + |A_-|^2} \approx 2F \frac{A(E1)}{A(M1)}. \quad (1.4)$$

В данном случае степень циркулярной поляризации может превышать 10^{-4} . Причина столь большого дополнительного усиления эффекта кроется в высокой степени запрета одноквантового $M1$ -перехода $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$, матричный элемент которого составляет $\sim \alpha^2 \mu$ (μ — магнетон Бора), так что $A(E1)/A(M1) \sim ea/\alpha^2 \mu \sim \alpha^{-3}$.

К сожалению, наблюдение этого эффекта в водороде наталкивается на значительные экспериментальные трудности. С одной стороны, упомянутое сильное подавление перехода $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ резко затрудняет наблюдение соответствующего спонтанного излучения. С другой стороны, крайняя близость разрешенного перехода $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ (разность частот этих переходов, т. е. лэмбовское расщепление, всего в 10 раз превышает естественную ширину уровня $2P_{1/2}$) делает мало реальным индуцированное одноквантовое возбуждение состояния $2S_{1/2}$, в котором также можно было бы наблюдать нарушение четности.

Более подробно эффекты несохранения четности в атоме водорода рассматриваются в гл. 3.

Сходные механизмы усиления эффектов несохранения четности имеют место в двухэлектронных ионах²³. Эти вопросы обсуждаются в четвертой главе обзора.

Другой механизм усиления нарушающих четность эффектов существует в тяжелых атомах. Значение волновой функции валентного электрона вблизи ядра растет с зарядом ядра Z , что приводит к увеличению смешивания уровней противоположной четности за счет слабого взаимодействия электрона с нуклонами. Благодаря этому обстоятельству, впервые отмеченному в работе Бушиа²⁴, эффекты несохранения четности в тяжелых атомах усиливаются настолько, что их обнаружение становится более или менее реальной экспериментальной задачей.

Оценим качественно, как зависит от Z величина обсуждаемого смешивания уровней внешних электронов в тяжелых атомах.

В области $r \sim a$ (a — боровский радиус), где ядро экранировано остальными электронами, потенциальная энергия внешнего электрона $U \sim -e^2/a$. А так как именно в этой области электрон находится больше всего, то и полная энергия электрона $E \sim -e^2/a$.

С другой стороны, при $r \ll aZ^{-1/3}$ экранировка ядра несущественна и потенциальная энергия, равная $U(r) \approx -Ze^2/r$, по модулю много больше полной. На расстояниях же $r \gg aZ^{-1}$ волновая функция ψ внешнего электрона квазиклассична, так что в интервале $aZ^{-1} \ll r \ll aZ^{-1/3}$ для нее справедлива оценка

$$\psi(r) \sim \frac{1}{r \sqrt{p(r)}} \sim \frac{1}{r^4 \sqrt{U(r)}}. \quad (1.5)$$

Коэффициент здесь не зависит от Z , поскольку при $r \sim a$ волновая функция должна переходить в квазиклассическое решение во внешней области, которое Z непосредственно не содержит. Используя оценку (1.5) по порядку величины и при $r \sim aZ^{-1}$, находим, что *)

$$\psi(aZ^{-1}) \sim Z^{1/2}. \quad (1.6)$$

Так как при $r \ll aZ^{-1/3}$ электрон движется в поле неэкранированного ядра с зарядом Z , то его волновая функция в этой области отличается от водородоподобной лишь нормировкой и ее аргументом является rZ/a . Поэтому, учитывая, что при $r \rightarrow 0$ волновая функция s -электрона ψ_s стремится к константе, а p -электрона $\psi_p \sim r$, и приняв во внимание (1.6), находим

$$\psi_s|_{r \rightarrow 0} \sim Z^{1/2}, \quad \psi_p|_{r \rightarrow 0} \sim Z^{3/2} \frac{r}{a}. \quad (1.7)$$

Этот рост с Z значений волновой функции валентного электрона вблизи ядра является хорошо установленным экспериментальным фактом. Так, у тяжелых элементов больше сверхтонкое расщепление и изотопический сдвиг уровней, которые определяются поведением волновой функции в этой области.

Используя формулы (1.7), получаем следующую оценку для матричного элемента, определяющего величину смешивания:

$$\langle \delta(r) \sigma r \rangle \sim |\psi_s \nabla \psi_p|_{r \rightarrow 0} \sim Z^2. \quad (1.8)$$

Если рассматриваются эффекты несохранения четности, не связанные со спином нуклона, то в них дают вклад все нуклоны ядра. Это приводит к дополнительному росту коэффициента смешивания, пропорциональному Z . Наконец, еще один фактор усиления, быстро растущий с Z и составляющий около 10 для свинца, возникает благодаря тому, что движение электронов вблизи ядра в тяжелом атоме является релятивистским.

Таким образом, в тяжелых атомах эффекты несохранения четности с ростом Z растут быстрее, чем Z^3 , если в них дают вклад все нуклоны ядра, т. е. если они не связаны со спином нуклона. В частности, для цезия ($Z = 55$) в сильно запрещенном $M1$ -переходе $6s_{1/2} \rightarrow 7s_{1/2}$, амплитуда которого составляет $\sim 10^{-4}$ μ (подробности см. в гл. 5), можно ожидать циркулярной поляризации порядка

$$\frac{Gm^2\alpha^2}{\pi} Z^3 \frac{ea}{10^{-4}\mu} \sim 10^{-4}. \quad (1.9)$$

*) Эти соображения заимствованы из книги Ландау и Лифшица ²⁵.

В нормальных $M1$ -переходах в таллии, свинце и висмуте ($Z \sim 80$, релятивистский фактор усиления ~ 10)

$$\frac{Gm^2\alpha^2}{\pi} Z^3 \cdot 10 \frac{ea}{\mu} \sim 10^{-7}. \quad (1.10)$$

В тяжелых атомах эффекты несохранения четности могут наблюдать-ся при возбуждении сильно запрещенных $M1$ -переходов квантами с раз-ной циркулярной поляризацией²⁴. Кроме того, достаточно реальной кажется возможность обнаружить несохранение четности по вращению плоскости поляризации в парах металлов^{26,27}. Вполне возможно, что уже в ближайшие годы эксперименты с тяжелыми атомами приведут к открытию слабого взаимодействия электронов с нуклонами. Этот круг вопросов обсуждается в гл. 5.

Большой интерес представляло бы обнаружение слабого взаимодей-ствия мюонов с нуклонами. Его можно было бы найти по эффектам несо-хранения четности в μ -мезоатомах — системах, близких по основным свойствам к атому водорода. Из-за большой массы мюона его волновая функция вблизи ядра велика. Поэтому и эффекты нарушения четности в излучении μ -мезоатомов относительно велики; в отдельных случаях они могут достигать нескольких процентов²⁸⁻³¹. Эксперименты по поискам этих эффектов являются, по-видимому, весьма перспективной областью исследования. Обсуждению указанных вопросов посвящена шестая глава обзора.

2. ОБЩИЙ ВИД СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С НУКЛОНАМИ

а) Фермиевская теория β -распада

Напомним сначала основные положения теории слабых взаимодей-ствий, описывающей такие процессы, как, например, β -распад нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

или распад мюона

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Первый вариант теории β -распада был предложен Ферми еще в 1934 г.³². При его построении Ферми исходил из аналогии с электродинамикой.

Взаимодействие протона в некоторой пространственно-временной точ-ке x с электромагнитным полем, описываемым четырехмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x) = (\varphi, \mathbf{A})$, имеет, как известно, сле-дующий вид:

$$V_{em}(x) = e j_\mu(x) A_\mu(x). \quad (2.1)$$

Здесь e — заряд протона, четырехмерный вектор тока $j_\mu = (\rho, \mathbf{j})$ выглядит следующим образом:

$$j_\mu(x) = \bar{p}(x) \gamma_\mu p(x), \quad (2.2)$$

где $p(x)$ — волновая функция протона, а γ_μ — ма-трицы Дирака (мы пользуемся метрикой и обозна-чениями, принятыми в книге³³).

Этому взаимодействию можно дать следующую наглядную интер-претацию: начальный протон излучает (или поглощает) в точке x фотон и переходит в конечный протон (рис. 2).

В отличие от электромагнитного взаимодействия, в процессе β -распа-да нейтрона участвуют четыре частицы. Предполагая, что взаимодействие \mathcal{H}_β , описывающее β -распад, локально (как и электромагнитное взаимо-действие), т. е. осуществляется, лишь когда все четыре частицы находятся

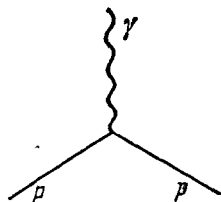


Рис. 2.

в одной точке, Ферми постулировал для него следующее выражение:

$$\mathcal{H}_\beta = \frac{G\hbar^3}{c\sqrt{2}} [\bar{p}(x) \gamma_\mu n(x)] [\bar{e}(x) \gamma_\mu v_e(x)] + \text{э. с.}; \quad (2.3)$$

здесь $p(x)$, $n(x)$, $e(x)$, $v_e(x)$ — волновые функции соответствующих частиц, G — константа, характеризующая силу взаимодействия.

Это выражение является скалярным произведением двух четырехмерных векторов. Первый из них, составленный из нуклонных волновых функций, аналогичен протонному электромагнитному току (2.2) и отличается от него лишь заменой начального протона на нейтрон, что соответствует изменению заряда нуклона в процессе β -распада. В этом смысле величину $j_\mu^N(x) = \bar{p}(x) \gamma_\mu n(x)$ называют заряженным векторным током. Вместо потенциала $A_\mu(x)$ во взаимодействии (2.3) фигурирует заряженный лептонный ток $j_\mu^l = \bar{e}(x) \gamma_\mu v_e(x)$, так что это взаимодействие является произведением нуклонного и лептонного заряженных токов. Графически взаимодействие (2.3), по существу, изображено на рис. 1.

Вскоре, после того как Ферми постулировал взаимодействие (2.3), было отмечено, что оно не является наиболее общим. Кроме него, можно построить еще четыре типа взаимодействия, инвариантных относительно преобразований Лоренца и относительно инверсии координат (несохранение четности еще не было известно), а именно, произведение двух скаляров: $\bar{p}n$ и $\bar{e}v_e$; псевдоскаляров: $\bar{p}\gamma_5 n$ и $\bar{e}\gamma_5 v_e$ ($\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$); аксиальных векторов: $\bar{p}\gamma_\mu\gamma_5 n$ и $\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5 v_e$; антисимметричных тензоров: $\bar{p}\sigma_{\mu\nu} n$ и $\bar{e}\sigma_{\mu\nu} v_e$ ($\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$). Наиболее общим взаимодействием (без производных от волновых функций) была бы линейная комбинация всех пяти вариантов.

Однако Ферми оказался очень близок к истине. После открытия несохранения четности в слабых процессах было установлено, что β -распадное взаимодействие имеет следующий вид:

$$\mathcal{H}_\beta = \frac{G\hbar^3}{c\sqrt{2}} \bar{p}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) n(x) \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v_e(x) + \text{э. с.}, \quad (2.4)$$

отличающийся от (2.3) заменой заряженных векторных токов, нуклонного и лептонного, суперпозициями векторного и аксиального токов. Взаимодействие (2.4) носит название $V - A$ -варианта *). Константа G , как уже отмечалось в первой главе, равна $10^{-5}/m_p^2$. Подобно (2.3), взаимодействие (2.4) является произведением заряженных нуклонного и лептонного токов.

Взаимодействия, описывающие другие слабые процессы, такие, как, например, распад мюона или захват мюона ядром, также могут быть представлены в виде произведения двух заряженных токов.

б) Слабое взаимодействие нейтральных токов

Перейдем теперь к рассмотрению нейтральных токов на примере слабого взаимодействия, ответственного за рассеяние электрона протоном. Как и раньше, мы будем предполагать, что взаимодействие локально, т. е. что частицы, участвующие в процессе рассеяния, взаимодействуют лишь когда они находятся в одной пространственно-временной точке x . Будем считать также, что взаимодействие не обязательно носит характер скалярного произведения лептонного и адронного векторных и аксиальных

*) Точнее говоря, в (2.4) в нуклонном токе следует заменить $1 + \gamma_5$ на $1 + \lambda\gamma_5$. Появление множителя $\lambda = 1,25$ перед γ_5 обусловлено перенормировкой аксиально-векторной константы сильными взаимодействиями.

токов, но может содержать и другие варианты, например произведение электронного скаляра $\bar{e}(x)e(x)$ на протонный скаляр $\bar{p}(x)p(x)$.

Предположим еще, что слабое взаимодействие нейтральных токов, подобно обычному, инвариантно относительно комбинированной инверсии CP -преобразования, заключающегося в одновременном применении зарядового сопряжения C , т. е. замены частицы на античастицы, и пространственной инверсии P .

Наиболее общее выражение для слабого ep -взаимодействия, $(p(x), e(x))$ удовлетворяющее всем перечисленным требованиям и не содержащее производных от волновых функций, можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_n(x) = & G_S \bar{p}(x) p(x) \bar{e}(x) e(x) + G_P \bar{p} \gamma_5 p \bar{e} \gamma_5 e + \\ & + G_T \bar{p} \sigma_{\mu\nu} p \bar{e} \sigma_{\mu\nu} e + G_V \bar{p} \gamma_\mu p \bar{e} \gamma_\mu e + \\ & + G_A \bar{p} \gamma_\mu \gamma_5 p \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e + G'_V \bar{p} \gamma_\mu p \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e + G'_A \bar{p} \gamma_\mu \gamma_5 p \bar{e} \gamma_\mu e. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Постоянные G_i и G'_i (индекс i отмечает тип взаимодействия; $i = S, P, V, A, T$), входящие в это выражение, должны быть действительными, что следует из требования эрмитовости взаимодействия *) $\mathcal{H}_n(x) = \mathcal{H}_n^+(x)$.

В выражении (2.5) лишь два последних слагаемых являются псевдоскалярами, и, следовательно, не сохраняющее четность взаимодействие характеризуется двумя постоянными G'_V и G'_A и равно сумме скалярных произведений векторного и аксиального токов протона и электрона:

$$\mathcal{H}_n^{pv}(x) = G'_V \bar{p}(x) \gamma_\mu p(x) \bar{e}(x) \gamma_\mu \gamma_5 e(x) + G'_A \bar{p}(x) \gamma_\mu \gamma_5 p(x) \bar{e}(x) \gamma_\mu e(x). \quad (2.6)$$

Отсутствие других не сохраняющих четность вариантов взаимодействия связано с предположением о CP -инвариантности $\mathcal{H}_n(x)$. Рассмотрим, например, псевдоскаляр $\bar{p} \gamma_5 p \bar{e} e$. Скаляр $\bar{e} e$ не меняется при пространственной инверсии (P -четен) и зарядовом сопряжении **) (C -четен), и, следовательно, CP -четен. Псевдоскаляр $\bar{p} \gamma_5 p$ меняет знак при инверсии, но не меняется при зарядовом сопряжении, т. е. CP -нечетен. Следовательно, все указанное выражение в целом CP -нечетно и поэтому должно отсутствовать во взаимодействии. Аналогично исключаются все остальные P -нечетные варианты взаимодействия, кроме приведенных в выражении (2.6).

в) Нерелятивистский потенциал P -нечетного ep -взаимодействия

Получим теперь, исходя из (2.6), нерелятивистское выражение для несохраняющего четность потенциала взаимодействия электрона с протоном.

В приближении бесконечно тяжелого протона, когда у него остаются лишь спиновые степени свободы, выражения для компонент векторного и аксиального протонного тока принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{p}(x) \gamma_0 p(x) &= \varphi_f^\dagger \varphi_i \delta(\mathbf{r}), \quad \bar{p}(x) \boldsymbol{\gamma} p(x) = 0, \\ \bar{p}(x) \gamma_5 p(x) &= 0, \quad \bar{p}(x) \boldsymbol{\gamma} \gamma_5 p(x) = -\varphi_f^\dagger \boldsymbol{\sigma}_p \varphi_i \delta(\mathbf{r}); \end{aligned} \quad (2.7)$$

здесь φ_f и φ_i — двухкомпонентные спиновые функции конечного и начального протона, $\boldsymbol{\sigma}_p$ — протонные матрицы Паули.

) Например, слагаемое $G_S \bar{p} p \bar{e} e$ при эрмитовом сопряжении переходит в $G_S^ [\bar{p} p \bar{e} e]^* = G_S^* \bar{p} p \bar{e} e$, откуда и следует $G_S = G_S^*$.

**) Трансформационные свойства дираковских ковариантов при зарядовом сопряжении подробно рассмотрены, например, в книге ³³.

Компоненты векторного и аксиального тока электрона в первом приближении по его импульсу таковы:

$$\left. \begin{aligned} \bar{e}(x) \gamma_0 e(x) &= \psi_f^\dagger(\mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}), \\ \bar{e}(x) \boldsymbol{\gamma} e(x) &= -\frac{i\hbar}{2mc} \psi_f^\dagger(\mathbf{r}) \{ \nabla_i - \nabla_f + i [(\nabla_i + \nabla_f) \boldsymbol{\sigma}] \} \psi_i(\mathbf{r}), \\ \bar{e}(x) \gamma_0 \gamma_5 e(x) &= \frac{i\hbar}{2mc} \psi_f^\dagger(\mathbf{r}) \boldsymbol{\sigma} (\nabla_i - \nabla_f) \psi_i(\mathbf{r}), \\ \bar{e}(x) \boldsymbol{\gamma} \gamma_5 e(x) &= -\psi_f^\dagger(\mathbf{r}) \boldsymbol{\sigma} \psi_i(\mathbf{r}); \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

здесь $\psi_f(\mathbf{r})$ и $\psi_i(\mathbf{r})$ — двухкомпонентные волновые функции электрона, m — его масса, $\boldsymbol{\sigma}$ — электронные матрицы Паули. Операторы ∇_i и ∇_f действуют на ψ_i и ψ_f соответственно.

Используя (2.7) и (2.8), нетрудно показать, что выражение (2.6) в первом порядке по импульсу электрона сводится к матричному элементу от следующего потенциала взаимодействия:

$$V(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma}_p) = \frac{G\hbar^3}{2\sqrt{2}mc^2} \{ \kappa_1 [\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p} \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}] + \kappa_2 [(\boldsymbol{\sigma}_p \mathbf{p} \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \boldsymbol{\sigma}_p \mathbf{p}) - i [\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\sigma}_p] (\mathbf{p} \delta(\mathbf{r}) - \delta(\mathbf{r}) \mathbf{p})] \}, \quad (2.9)$$

где $\mathbf{p} = -i\hbar \nabla$ — оператор импульса, а безразмерные константы κ_1 и κ_2 следующим образом связаны с G_V и G_A : $G_V = -(G\hbar^3/c\sqrt{2}) \kappa_1$, $G_A = (G\hbar^3/c\sqrt{2}) \kappa_2$.

Характерной особенностью потенциала (2.9) является наличие в нем $\delta(\mathbf{r})$. Потенциал отличен от нуля лишь при совпадении координат электрона и протона, в соответствии с исходным предположением о локальности четырехфермионного взаимодействия.

Другая характерная особенность потенциала (2.9) заключается в том, что он зависит только от двух постоянных $\kappa_{1,2}$, хотя содержит (в линейном приближении по скорости электрона \mathbf{p}/m) три независимые CP -инвариантные спиновые структуры:

$$\boldsymbol{\sigma} \mathbf{r}, \quad \boldsymbol{\sigma}_p \mathbf{r} \quad \text{и} \quad i [\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\sigma}_p] \mathbf{r}.$$

Наиболее общий вид CP -инвариантного эрмитового потенциала в линейном по \mathbf{p}/m приближении содержит три независимых действительных постоянных:

$$V(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma}_p) = \frac{G\hbar^3}{2\sqrt{2}mc^2} \{ \kappa_1 \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{p} \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{p}) + \kappa_2 \boldsymbol{\sigma}_p (\mathbf{p} \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{p}) + i \kappa_3 [\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\sigma}_p] (\mathbf{p} \delta(\mathbf{r}) - \delta(\mathbf{r}) \mathbf{p}) \}. \quad (2.10)$$

Наличие лишь двух независимых постоянных в потенциале (2.9) обусловлено нашим предположением о том, что взаимодействие $\mathcal{H}_n(x)$ строится только из волновых функций, но не зависит от их производных.

Нетрудно убедиться в том, что единственно возможное ep -взаимодействие с производными, не сохраняющее четность, но CP -инвариантное, выглядит так:

$$\frac{i\hbar}{mc} [G_V'' (\bar{p} \boldsymbol{\sigma}_{\mu\nu} \partial_\nu p + \partial_\nu \bar{p} \boldsymbol{\sigma}_{\mu\nu} p) \bar{e} \boldsymbol{\gamma}_\mu \gamma_5 e + G_A'' \bar{p} \boldsymbol{\gamma}_\mu \gamma_5 p (\bar{e} \boldsymbol{\sigma}_{\mu\nu} \partial_\nu e + \partial_\nu \bar{e} \boldsymbol{\sigma}_{\mu\nu} e)], \quad (2.11)$$

где множитель \hbar/mc введен для того, чтобы новые константы $G_{V,A}''$ имели ту же размерность, что и константы G_i , G_i' в формулах (2.5) и (2.6). В пределе бесконечно тяжелого протона первое слагаемое в (2.11), очевидно, исчезает, а второе приводит к появлению третьей независимой постоянной

в потенциале (2.10). Добавка к взаимодействию (2.6) слагаемых вида (2.11) соответствует включению в векторный протонный и электронный токи слагаемых типа аномального магнитного момента.

Выражение вида (2.10) для несохраняющего четность потенциала справедливо и в случае взаимодействия электронов с нейтронами, а также в случае взаимодействия мюонов с нуклонами.

Константы κ_i в настоящее время неизвестны. Цель обсуждаемых ниже экспериментов как раз и состоит в их определении. Если взаимодействие нейтральных токов, так же как и заряженных, имеет $V - A$ структуру с фермиевской константой связи ($G_s = G_P = G_T = 0$, $G_V = G_A = G'_V = G'_A = G\hbar^3/\sqrt{2}c$), то постоянные κ_i равны

$$\kappa_1 = -\kappa_2 = \kappa_3 = -1. \quad (2.12)$$

В наиболее популярной в настоящее время модели Вайнберга³⁴ (это модель единой перенормируемой теории электромагнитных и слабых взаимодействий) постоянные κ_i таковы:

$$\begin{aligned} \kappa_{1p} &= \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta), \quad \kappa_{1n} = -\frac{1}{2}, \\ \kappa_{2p} &= -\kappa_{3p} = -\kappa_{2n} = \kappa_{3n} = -\frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta) \lambda, \end{aligned} \quad (2.13)$$

где $\lambda \approx 1,25$ — константа перенормировки аксиального тока, а угол смешивания θ — независимый параметр модели. Анализ в рамках модели Вайнберга нейтринного эксперимента по изучению нейтральных токов^{10,11} дает $\sin^2 \theta \approx 0,35$.

Несколько слов о слабом потенциале, сохраняющем четность. В нерелятивистском приближении, т. е. если пренебречь зависимостью от импульсов не только протона, но и электрона, можно построить всего два скаляра: единичную матрицу и скалярное произведение матриц Паули ($\sigma\sigma_p$). Учитывая также локальность взаимодействия, приходим к следующему выражению для потенциала:

$$V(\mathbf{r}, \sigma, \sigma_p) = \frac{G\hbar^3}{\sqrt{2}c} (\kappa_4 + \kappa_5 \sigma\sigma_p) \delta(\mathbf{r}). \quad (2.14)$$

В случае $V - A$ -варианта $\kappa_4 = -\kappa_5 = 1$ и взаимодействие происходит лишь в синглетном состоянии.

3. АТОМ ВОДОРОДА

а) П е р е х о д $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$

Количественное изучение эффектов несохранения четности в атомах начнем с рассмотрения одноквантового перехода $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ в атомарном водороде. На этом простом примере хорошо видно, как возникают и усиливаются обсуждаемые эффекты *).

Напомним ситуацию, имеющую место в отсутствие слабого взаимодействия. Состояние $2S_{1/2}$ метастабильно. Электрический дипольный переход $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ строго запрещен, вследствие одинаковой четности начального и конечного состояний. Электрический же дипольный переход на уровень $2P_{1/2}$, отделенный от $2S_{1/2}$ лишь лэмбовским сдвигом, пренебрежимо мал из-за ничтожной разности энергий — время жизни по отношению к этому переходу равно 39,6 лет. Однофотонный магнитный дипольный переход

*) В этой главе мы везде пренебрегаем сверхтонким расщеплением, за исключением формулы (3.13).

$2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ в нерелятивистском приближении также запрещен. Дело в том, что матричный элемент оператора магнитного дипольного момента *) $\mu = \mu\sigma = (e\hbar/2mc)\sigma$ обращается в нуль из-за ортогональности радиальных волновых функций с различными главными квантовыми числами. Запрет снимается при учете релятивистских поправок к волновым функциям электрона и эффектов запаздывания. Это приводит к появлению дополнительного множителя $\sim v^2/c^2$ в амплитуде $M1$ -перехода, которая в результате имеет малость $\sim (v/c)^3 \sim \alpha^3$ по сравнению с $E1$ -переходом $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$, а не $v/c \sim \alpha$, как в случае обычных $M1$ -переходов. Полная вероятность $M1$ -перехода $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ равна ³⁵⁻³⁷:

$$W_S = \frac{1}{2235} \alpha^{11} \frac{mc^2}{\hbar} = 0,25 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}, \quad (3.1)$$

а вероятность $E1$ -перехода $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ составляет

$$W_P = \left(\frac{2}{3}\right)^8 \alpha^5 \frac{mc^2}{\hbar} = 0,63 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}. \quad (3.2)$$

Основным способом разрядки $2S_{1/2}$ -состояния в отсутствие возмущений (внешнее электрическое поле, атомные столкновения и т. д.) является переход $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ с излучением двух дипольных электрических фотонов. Его вероятность ³⁹ составляет $8,23 \text{ сек}^{-1}$.

б) Смешивание $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -уровней и циркулярная поляризация излучения

Если не учитывать сверхтонкое расщепление, то вклад в смешивание уровней вносит лишь первый член P -нечетного потенциала (2.10), не зависящий от спина протона:

$$V(r) = \frac{G\kappa_1\hbar^3}{2\sqrt{2}mc^2} \sigma[p\delta(r) + \delta(r)p], \quad (3.3)$$

второй же и третий члены выпадают при усреднении по спину протона. Взаимодействие (3.3) сохраняет полный момент электрона. Поэтому оно примешивает к $2S_{1/2}$ лишь уровни $nP_{1/2}$, причем величина примеси не зависит от проекции полного момента.

Основной вклад в примесь вносит уровень $2P_{1/2}$, отделенный от $2S_{1/2}$ лишь лэмбовским сдвигом:

$$\Psi_m(2S_{1/2}) \rightarrow \Psi_m = \Psi_m(2S_{1/2}) + iF\Psi_m(2P_{1/2}); \quad (3.4)$$

здесь $\Psi_m(2S_{1/2})$ и $\Psi_m(2P_{1/2})$ — нерелятивистские волновые функции электрона с проекцией полного момента m :

$$\begin{aligned} \Psi_m(2S_{1/2}) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_{20}(r) \chi_m, \\ \Psi_m(2P_{1/2}) &= -\frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_{21}(r) \left(\sigma \frac{\mathbf{r}}{r}\right) \chi_m, \end{aligned} \quad (3.5)$$

R_{nl} и χ_m — радиальные и спиновые функции соответственно, а

$$iF = \frac{\langle 2P_{1/2} | V | 2S_{1/2} \rangle}{E(2S_{1/2}) - E(2P_{1/2})}. \quad (3.6)$$

*) Оператор орбитального момента \mathbf{l} не дает вклада в μ , так как в обоих состояниях $l = 0$.

Матричный элемент $\langle 2P_{1/2} | V | 2S_{1/2} \rangle$ элементарно вычисляется с помощью (3.3) и (3.5):

$$\langle 2P_{1/2} | V | 2S_{1/2} \rangle = -\frac{3iG\kappa_1 \hbar^4}{8\pi \sqrt{2} mc^2} R_{20}(0) \left(\frac{R_{21}}{r} \right)_{r=0} = -\frac{i \sqrt{3} G\kappa_1}{32\pi \sqrt{2}} m^3 \alpha^4 c^2. \quad (3.7)$$

Учитывая, что лэмбовский сдвиг $\Delta_L = E(2S_{1/2}) - E(2P_{1/2}) = 7,8 \alpha^5 mc^2 / 6\pi$, для величины примеси F находим

$$F = -0,029 G m^2 \alpha^{-1} \kappa_1 = -1,2 \cdot 10^{-11} \kappa_1. \quad (3.8)$$

Смешивание уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ приводит, благодаря интерференции амплитуд основного $M1$ ($2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$) и примесного $E1$ ($2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$) переходов, к циркулярной поляризации излучаемых фотонов. Для ее вычисления заметим, что амплитуды $M1$ - и $E1$ -переходов можно записать соответственно в виде: $A_S \sigma [e^* n]$ и $A_P \sigma e^*$, где $\frac{1}{2} \sigma$ — оператор полного момента электрона, e — вектор поляризации излученного фотона, а n — направление его вылета. Величины A_S и A_P нормированы так, что вероятности переходов (3.1) и (3.2) связаны с ними соотношениями: $W_S = 8\pi |A_S|^2$, $W_P = 8\pi |A_P|^2$. Амплитуда перехода из состояния, описываемого волновой функцией (3.4), в основное состояние $1S_{1/2}$ имеет вид

$$A = A_S \sigma [e^* n] + iFA_P \sigma e^*. \quad (3.9)$$

Вероятность излучения фотона с поляризацией e в направлении n равна *)

$$W(n, e) = \frac{1}{2} \text{Sp} A A^+ = |A_S|^2 (1 - 2F r s_\gamma n); \quad (3.10)$$

здесь

$$r = \left| \frac{A_P}{A_S} \right| = \sqrt{\frac{W_P}{W_S}} = \frac{2^5}{3 \sqrt{3}} \alpha^{-3} = 1,59 \cdot 10^7, \quad (3.11)$$

а $s_\gamma = -i [e^* e]$ — спин фотона. Спин фотона направлен по его импульсу для правополяризованных фотонов: $s_\gamma n = +1$, и против — для левополяризованных: $s_\gamma n = -1$. Поэтому степень циркулярной поляризации фотонов равна ²²

$$P = \frac{W(n, e_R) - W(n, e_L)}{W(n, e_R) + W(n, e_L)} = -2Fr \approx 3,8 \cdot 10^{-4} \kappa_1. \quad (3.12)$$

Выражение для циркулярной поляризации с учетом сверхтонкого расщепления может быть получено ⁴⁰ столь же просто, если воспользоваться потенциалом (2.10) и волновыми функциями, учитывающими сверхтонкую структуру:

$$P = \frac{\sqrt{3} G r \hbar^4}{64\pi \sqrt{2} mc^2 a^4} \left(\frac{3\kappa_1 + \kappa_2 - 2\kappa_3}{E_{S1} - E_{P1}} + \frac{\kappa_1 - \kappa_2 + 2\kappa_3}{E_{S0} - E_{P0}} \right). \quad (3.13)$$

Здесь E_{SF} и E_{PF} — энергии $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -уровней с определенным полным моментом F атома. При пренебрежении сверхтонким расщеплением ($E_{S1} - E_{P1}$ и $E_{S0} - E_{P0} \rightarrow \Delta_L = E(2S_{1/2}) - E(2P_{1/2})$) мы возвращаемся к прежнему выражению (3.12). Если имеет место $V - A$ -вариант, то $3\kappa_1 + \kappa_2 - 2\kappa_3 = 0$ и в (3.13) входит лишь разность энергий синглетных уровней.

*) Инвариантность электромагнитного взаимодействия при обращении времени приводит в сочетании с эрмитовостью матрицы перехода в борновском приближении к равенству фаз амплитуд A_S и A_P . Мы используем это обстоятельство при вычислении следа в (3.10). Кроме того, мы пренебрегли в (3.10) квадратичными по F членами.

в) Э ф ф е к т ы н е с о х р а н е н и я ч е т н о с т и в о в н е ш н е м
м а г н и т н о м п о л е

В магнитном поле вследствие эффекта Зеемана каждый из уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ расщепляется на два подуровня с $m = \pm 1/2$. Из-за различия g -факторов $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -состояний ($g_S = 2$, $g_P = 2/3$) уровни $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ с проекцией полного момента $m = -1/2$ пересекаются, когда магнитное поле достигает $1,2$ кэс. Пренебрегая естественными ширинами уровней, мы могли бы ожидать в этом случае полного перемешивания состояний $(2S_{1/2})_{m=-1/2}$ и $(2P_{1/2})_{m=-1/2}$. Учет ширины приводит однако к тому, что смешивание остается много меньшим единицы. В выражении для циркулярной поляризации на месте энергетического знаменателя $1/\Delta_L$, стоящего в отсутствие магнитного поля, появляется типичный дисперсионный множитель

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta_L - E}{(\Delta_L - E)^2 + (\Gamma^2/4)};$$

здесь E — величина разности зеемановских сдвигов $(2S_{1/2})_{m=-1/2}$ и $(2P_{1/2})_{m=-1/2}$ -уровней, Γ — естественная ширина $2P_{1/2}$ -уровня (ширина $2S_{1/2}$ -уровня пренебрежимо мала), а множитель $1/2$ связан с тем, что пересекаются лишь уровни с $m = -1/2$. Если следить за изменением поляризации как функции магнитного поля (или линейно связанной с магнитным полем величины $\Delta_L - E$), то поляризация возрастает, достигая максимального значения при $\Delta_L - E = \Gamma/2$, а в точке пересечения уровней обращается в нуль. Максимальное значение поляризации оказывается усиленным по сравнению с ее значением в отсутствие магнитного поля приблизительно в $(1/2) \Delta_L/\Gamma \sim 5$ раз.

Во избежание недоразумений следует сделать следующую оговорку. Фотоны, связанные с излучением одной определенной зеемановской линии (например, с $m = -1/2$), вылетающие вдоль направления магнитного поля, разумеется, обладают 100%-ной круговой поляризацией. В данном случае, однако, фотоны, идущие с уровня $2S_{1/2}$, $m = -1/2$, регистрируются вместе с фотонами, излучаемыми с уровня $2S_{1/2}$, $m = +1/2$, так как зеемановская разность энергий очень мала. Таким образом, несмотря на наличие магнитного поля, мы имеем дело с неполяризованным начальным состоянием, в результате чего поляризации фотонов, не связанной со слабым взаимодействием, не возникает *).

Внешнее магнитное поле приводит к появлению еще одного эффекта, связанного с несохранением четности: асимметрии вылета фотонов относительно направления магнитного поля H , т. е. корреляции вида $1 + A(H) \cos \theta$. Коэффициент $A(H)$ обращается в нуль при $H = 0$ и почти совпадает с циркулярной поляризацией фотонов в окрестности пересечения уровней.

Помимо указанных эффектов, включение магнитного поля приводит к следующей новой возможности. Когда S - и P -уровни с $m = -1/2$ подходят друг к другу достаточно близко, становится необходимым учитывать сверхтонкое расщепление. При этом оказывается, что если слабое взаимодействие имеет $V - A$ -структуру, то происходит смешивание лишь S - и P -состояний с проекцией полного момента атома $m_F = 0$, если же имеет место $V + A$ -взаимодействие, то смешиваются состояния с $m_F = -1$. Если слабое взаимодействие представляет собой смесь $V - A$ и $V + A$

*) Точнее говоря, вероятности различных зеемановских переходов будут несколько отличаться из-за различия в их частотах; это приведет к циркулярной поляризации $\sim 10^{-6}$.

или имеет иную, более сложную матричную форму, смешиваются S - и P -состояния с обоими значениями $m_F = 0$ и -1 . Таким образом, изучая поляризацию или асимметрию как функцию магнитного поля, можно в принципе судить о форме слабого взаимодействия (подробнее об эффектах в магнитном поле см. ⁴⁰).

г) Д и п о л ь н ы й э л е к т р и ч е с к и й м о м е н т
м е т а с т а б и л ь н о г о с о с т о я н и я

Хорошо известно, что в силу CP (или T)-инвариантности стабильная частица со спином s не может иметь электрический дипольный момент даже при несохранении четности. Обычная аргументация сводится к следующему. Электрический дипольный момент \mathbf{d} при несохранении четности может быть направлен только по спину частицы $\mathbf{d} = el\mathbf{s}/s$, где s — максимальное значение проекции спина, а l — параметр размерности длины. Но взаимодействие с электрическим полем $\mathbf{dE} = el(\mathbf{s}/s)\mathbf{E}$ нарушает не только четность ($s\mathbf{E}$ — псевдоскаляр), но и T -инвариантность, так как при обращении времени $t \rightarrow -t$: $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}$, а $\mathbf{s} \rightarrow -\mathbf{s}$.

Как было, однако, впервые отмечено Я. Б. Зельдовичем ⁴¹, эти аргументы нельзя распространить на нестабильные частицы. Красивым примером этого утверждения служит появление электрического дипольного момента у метастабильного состояния $2S_{1/2}$, если благодаря несохранению четности с ним смешивается уровень $2P_{1/2}$.

В проведенном выше рассмотрении смешивания состояний $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ (см. (3.3) — (3.8)) мы обращались с ними, как со стационарными, и не учитывали их нестабильности. Чтобы учесть ее, надо в выражении (3.6) для коэффициента смешивания сделать замену $E(2P_{1/2}) \rightarrow E(2P_{1/2}) - i\Gamma/2$, где Γ — ширина состояния $2P_{1/2}$ *) (шириной уровня $2S_{1/2}$ можно пренебречь). В результате коэффициент смешивания iF (см. (3.6) — (3.8)) заменится на

$$iF \rightarrow i\tilde{F} = iF \frac{\Delta_L}{\Delta_L + i(\Gamma/2)} \quad (3.14)$$

и возмущенные состояния Ψ_m будут иметь вид

$$\Psi_m = \Psi_m(2S_{1/2}) + i\tilde{F}\Psi_m(2P_{1/2}).$$

Дипольный момент электрона в этом состоянии равен

$$\langle e\mathbf{r} \rangle_m = \int d^3\mathbf{r} \Psi_m^* e\mathbf{r} \Psi_m = i(\tilde{F} - \tilde{F}^*) V \sqrt{3} e a \chi_m^+ \sigma \chi_m. \quad (3.15)$$

При вычислении интеграла мы воспользовались явными выражениями (3.5) для волновых функций. С помощью (3.14) находим

$$\mathbf{d} = eF \frac{\Gamma}{\Delta_L} V \sqrt{3} a \sigma. \quad (3.16)$$

Соответствующая длина $l = \sqrt{3}F(\Gamma/\Delta_L) a \approx -1,0 \cdot 10^{-20} \text{ см}$. Характерным в (3.16) является множитель Γ/Δ_L ; при переходе к стабильному состоянию дипольный момент исчезает. Существование дипольного момента (3.16), приводит благодаря взаимодействию \mathbf{dE} к линейному штарк-эффекту ⁴², т. е. к снятию вырождения по знаку проекции спина в электрическом поле. К сожалению, наблюдение этого эффекта в водороде крайне затруднено из-за быстрого высвечивания $2S_{1/2}$ состояния во внешнем электрическом поле, что обусловлено той же близостью уровня $2P_{1/2}$.

*) Аккуратный подход состоит в использовании теории возмущений по слабому взаимодействию в непрерывном спектре стационарных состояний. При этом состояние $2P_{1/2}$ рассматривается как резонанс в системе стабильный уровень $1S_{1/2}$ плюс γ -квант.

д) Что препятствует наблюдению
несохранения четности

Рассмотрим теперь некоторые обстоятельства, затрудняющие экспериментальное исследование несохранения четности в атоме водорода. Речь будет идти главным образом о спонтанном переходе $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$, поскольку, как уже отмечалось в гл. 1, изучение индуцированного $2S_{1/2} \rightleftharpoons 1S_{1/2}$ -перехода в водороде практически невозможно из-за близости уровня $2P_{1/2}$. При наблюдении спонтанного излучения $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2} + \gamma$ (например, в технике атомных пучков) влияние перехода $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2} + \gamma$ несущественно, так как состояние $2P_{1/2}$, обладающее коротким временем жизни $\sim 10^{-9}$ сек, быстро высвечивается.

Одной из основных трудностей, препятствующих наблюдению несохранения четности, является двухквантовый переход $2S \rightarrow 1S$, вероятность которого $W_{2\gamma}$ в $3 \cdot 10^6$ раз превышает вероятность одноквантового перехода W_S . Это затрудняет получение нужной статистики. Кроме того, те кванты от двухфотонного перехода, энергия которых близка к разности энергий $2S$ - и $1S$ -состояний, являются фоном, снижающим степень циркулярной поляризации. Для избавления от этого фона необходимо выделять излучение в довольно узком интервале частот $\Delta\omega/\omega \sim \sqrt{W_S/W_{2\gamma}} \sim \sim 10^{-3}$.

Серьезную проблему представляет также экранировка от случайных внешних электрических полей, которые приводят к штарковскому смешиванию $2S$ - и $2P$ -состояний. Само по себе штарковское смешивание, в отличие от смешивания слабым взаимодействием, не приводит к циркулярной поляризации излучения. Однако оно увеличивает вероятность одноквантового перехода, что результативно приводит к уменьшению степени поляризации. Чтобы этого не происходило, вероятность высвечивания атомов за счет примеси P состояния не должна превышать вероятность одноквантового перехода W_S . Отсюда получаем ограничение ⁴⁰ на внешнее электрическое поле: $E \leq 10^{-5}$ в/см.

Если кроме электрического поля присутствует внешнее магнитное поле H , то возможна имитация эффектов несохранения четности, например возникновение циркулярной поляризации, пропорциональной псевдоскаляру (EH) . Если величина электрического поля уже ограничена условием $E < 10^{-5}$ в/см, то ограничение на магнитное поле таково ⁴⁰ $H \leq 1$ гс. Если речь идет о постановке эксперимента с большим внешним магнитным полем ~ 1 кгс (см. гл. 3), то ограничение на случайное внешнее электрическое поле становится очень жестким: $E \leq 10^{-9}$ в/см.

е) Водородоподобные ионы

Проведенное выше рассмотрение эффектов несохранения четности в атоме водорода легко обобщается на случай водородоподобных ионов. Зависимость величин, определяющих эффект, от заряда ядра Z (в нижнем приближении по $Z\alpha$) имеет вид

$$\langle V \rangle \sim Z^5 g, \quad \Delta_L \sim Z^4, \\ W_S \sim Z^{10}, \quad W_P \sim Z^4, \quad W_{2\gamma} \sim Z^6 \quad \left(g = \kappa_{1p} + \frac{N}{Z} \kappa_{1n} \right). \quad (3.17)$$

Поэтому в водородоподобных ионах циркулярная поляризация излучения при $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ переходе падает с ростом Z :

$$P \sim \frac{\langle V \rangle}{\Delta_L} \sqrt{\frac{W_P}{W_S}} \sim Z^{-2}.$$

Однако при этом наблюдение самого перехода $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2} + \gamma$ становится более реальным, так как его вероятность резко возрастает, существенно быстрее, чем вероятность фоновых двухквантовых переходов. Ограничения на внешние поля тоже становятся менее жесткими. Значения циркулярной поляризации P и вероятностей W_S , $W_{2\gamma}$ для водородоподобных ионов 29 показаны на рис. 3.

4. ДВУХЭЛЕКТРОННЫЕ ИОНЫ

а) Механизмы возникновения циркулярной поляризации

Рассмотренные на примере атома водорода механизмы усиления эффектов несохранения четности (сильная запрещенность основного перехода и близость уровней противоположной четности) могут быть использованы также в двухэлектронных системах ²³, таких, как атом гелия и гелие-подобные ионы. Экспериментальное изучение электромагнитных переходов в этих системах достигло за последнее время больших успехов благодаря применению «beam-foil»-техники ⁴³. Мы обсудим электромагнитные переходы из однократно возбужденных состояний типа $(1s, ns)$ и $(1s, np)$. Будем обозначать эти состояния $n^{2s+1}L_J$, где n и L — главное квантовое число и орбитальный момент возбужденного электрона, s и J — суммарный спин и полный момент двух электронов.

Рассмотрим одноквантовый переход из метастабильного 2^1S_0 -состояния в основное 1^1S_0 -состояние. Если атомное ядро имеет нулевой спин (как, например, в случае атома He^4), то полный момент электронной оболочки J является точным квантовым числом и однофотонный переход $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ строго запрещен, как $0 \rightarrow 0$ -переход. Однако если спин ядра отличен от нуля, то сохраняющейся величиной будет только полный момент иона $F = J + I$, где I — спин ядра. Волновые функции стационарных состояний из-за сверхтонкого взаимодействия магнитных моментов ядра и электронов будут суперпозицией волновых функций с одинаковым полным моментом F , одинаковой четностью, но разными J . В частности, у состояния 2^1S_0 ($F = I$) возникает примесь ближайшего по энергии состояния той же четности 2^3S_1 ($F = I$), которое уже может переходить в основное 1^1S_0 -состояние с испусканием одного фотона. Этот переход является $M1$ -переходом, дважды запрещенным по тем же причинам, что и $2S \rightarrow 1S$ -переход в водородоподобных системах. Его амплитуда имеет порядок $\sim (\alpha Z)^2$ по сравнению с амплитудой разрешенного $M1$ -перехода ^{37,44 45}. Благодаря этому запрету, а также из-за малой величины примеси 2^3S_1 -состояния одноквантовый переход $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ оказывается чрезвычайно маловероятным.

Если учесть слабое взаимодействие электронов с ядром, то открываетс я другая возможность однофотонного перехода из 2^1S_0 -состояния. Слабое взаимодействие примешивает к 2^1S_0 -состояния с тем же полным моментом

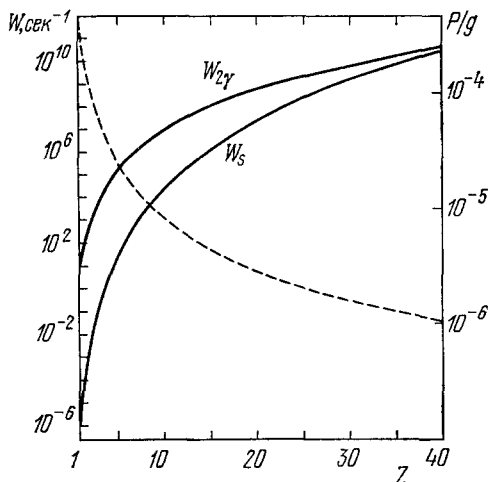
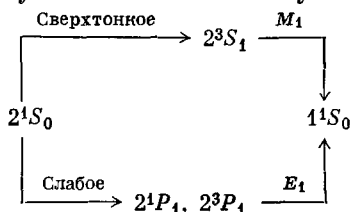


Рис. 3. Вероятности $2S \rightarrow 1S$ -переходов (сплошные линии) и циркулярная поляризация фотонов (штриховая линия) в водородоподобных ионах.

$F = I$, но с другой четностью (P -состояния), которые могут переходить в основное с излучением $E1$ -кванта. Всего имеется четыре P -состояния с $n = 2$ и $F = I$ (1P_1 , 3P_0 , 3P_1 и 3P_2), все они примешиваются слабым взаимодействием к 2^1S_0 . Однако примесь состояния 3P_0 не представляет для нас интереса, так как оно не переходит одноквантовым способом в 1^1S_0 ($0 \rightarrow 0$ переход). Примесь 3P_2 -состояния тоже неинтересна, потому что переход $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ является $M2$ -переходом, который не интерферирует с основным $M1$ -переходом и не приводит к эффектам несохранения четности в первом порядке по слабой константе G . Из двух оставшихся состояний 2^1P_1 и 2^3P_1 для большинства ионов основную роль играет примесь состояния 2^1P_1 , вероятность перехода из которого в основное состояние велика⁴⁶ (разрешенный $E1$ -переход). Примесь 2^3P_1 обычно играет малую роль, поскольку $E1$ -переход $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ сильно запрещен, так как 3P_1 состояние имеет спин $s = 1$, а в основном состоянии $s = 0$. Оператор дипольного момента не действует на спиновые функции, и в нерелятивистском приближении амплитуда этого перехода обращается в нуль. Учет релятивистских поправок (спин-орбитальной связи) делает этот переход возможным^{47,48}, но его амплитуда оказывается, грубо говоря, порядка $(\alpha Z)^2$ по сравнению с амплитудой разрешенного $E1$ -перехода $2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Тем не менее для некоторых ионов таких, как $C^{13}V$, $Ni^{61}XXVII$, $Cu^{63, 65}XXVIII$, величина примеси состояния 2^3P_1 оказывается аномально большой из-за близости уровней 2^3P_1 и 2^1S_0 (см. ниже), что компенсирует подавленность перехода $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$. В этих и соседних с ними ионах учет примеси 2^3P_1 становится существенным.

Итак, благодаря сверхтонкому и слабому взаимодействиям оказываются возможными две цепочки однофотонного перехода из состояния 2^1S_0 в 1^1S_0 , отличающиеся мультипольностью испускаемого фотона:



Интерференция этих переходов приводит к циркулярной поляризации излучения.

б) Оценки величины эффекта

Запишем амплитуду однофотонного $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ перехода в виде

$$A = H A_M + i F_0 A_E^0 + i F_1 A_E^1, \quad (4.1)$$

где A_M — амплитуда $M1$ -перехода $2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$, A_E^s ($s = 0, 1$) — амплитуды $E1$ -переходов из синглетного ($s = 0$) и триплетного ($s = 1$) состояний $2^{2s+1}P_1 \rightarrow 1^1S_0$. Величина H характеризует примесь 2^3S_1 к исходному состоянию 2^1S_0 благодаря сверхтонкому взаимодействию, константы $i F_s$ суть примеси $2^{2s+1}P_1$ состояний за счет слабого взаимодействия. Вероятность W однофотонного перехода $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ и степень циркулярной поляризации излучаемых фотонов P определяются формулами

$$W = H^2 W_M, \quad P = P_0 + P_1, \quad (4.2)$$

$$P_s = \frac{2F_s}{H} \sqrt{\frac{W_E^s}{W_M}} \quad (s = 0, 1),$$

где W_M , W_E^0 и W_E^1 — вероятности переходов из состояний 2^3S_1 , 2^1P_1 и 2^3P_1 соответственно. Рассмотрим величины, входящие в (4.2), и в первую

очередь коэффициенты смешивания H , F_0 , F_1 . Мы ограничимся простыми оценками этих коэффициентов, записывая волновые функции ионов в виде должным образом симметризованных произведений водородоподобных функций. Это приближение заведомо справедливо, если пренебрегать эффектами экранировки заряда ядра, т. е. поправками $\sim 1/Z$.

Потенциал сверхтонкого взаимодействия электронов с ядром в нерелятивистском приближении имеет вид

$$V_H = \frac{2\pi}{3} \frac{\alpha g \hbar^3}{m m_p c} (\sigma_1 \mathbf{I} \delta(\mathbf{r}_1) + \sigma_2 \mathbf{I} \delta(\mathbf{r}_2)), \quad (4.3)$$

где σ_i — матрицы Паули для электронов ($i = 1, 2$), \mathbf{I} — оператор спина ядра, g — гиромагнитное отношение для данного ядра, m , m_p — массы электрона и протона. Примесь 2^3S_1 состояния H вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} H = \langle 2^3S_1, F = I | V_H | 2^1S_0, F = I \rangle (\Delta E_H)^{-1} = \\ = -\frac{7}{12} \sqrt{I(I+1)} \alpha g (Z\alpha)^3 \frac{m}{m_p} \frac{mc^2}{\Delta E_H}, \quad (4.4) \\ \Delta E_H = E(2^1S_0) - E(2^3S_1). \end{aligned}$$

Потенциал слабого взаимодействия электронов с ядром, согласно (2.10), можно записать в виде

$$V_W = V_W(1) + V_W(2),$$

$$\begin{aligned} V_W(i) = \frac{G\hbar^3}{2\sqrt{2}mc^2} \{ (Z\kappa_{1p} + N\kappa_{1n}) \sigma_i [\mathbf{p}_i \delta(\mathbf{r}_i) + \delta(\mathbf{r}_i) \mathbf{p}_i] + \\ + 2(\kappa_{2p}s_p + \kappa_{2n}s_n) [\mathbf{p}_i \delta(\mathbf{r}_i) + \delta(\mathbf{r}_i) \mathbf{p}_i] + \\ + 2i(\kappa_{3p}[\sigma_i s_p] + \kappa_{3n}[\sigma_i s_n]) [\mathbf{p}_i \delta(\mathbf{r}_i) - \delta(\mathbf{r}_i) \mathbf{p}_i] \quad (i = 1, 2); \quad (4.5) \end{aligned}$$

здесь Z , N — число протонов и нейтронов в ядре, s_p и s_n — суммы спинов всех протонов и нейтронов ядра соответственно. Слагаемое в слабом потенциале (4.5), содержащее κ_{1p} и κ_{1n} , не зависит от ядерных спинов и сохраняет полный момент электронной оболочки J , поэтому оно вообще не дает вклада в примесь 2^1P_1 и 2^3P_1 к 2^1S_0 -состоянию. Члены с κ_{2p} , κ_{2n} не содержат электронных спинов, поэтому они не смешивают триплетное 2^3P_1 и синглетное 2^1S_0 -состояния. Наоборот, члены с κ_{3p} , κ_{3n} меняют электронный спин и не дают вклада в примесь 2^1P_1 . В итоге величина F_0 зависит только от κ_{2p} , κ_{2n} , а величина F_1 — от κ_{3p} , κ_{3n} *):

$$\left. \begin{aligned} iF_s &= \langle 2^{2s+1}P_1, F = I | V_W | 2^1S_0, F = I \rangle (\Delta E_W^s)^{-1}, \\ \Delta E_W^s &= E(2^1S_0) - E(2^{2s+1}P_1), \\ F_0 &= -\frac{Gm^2}{16\pi\sqrt{2}} (\alpha Z)^{\frac{1}{2}} \frac{mc^2}{\Delta E_W^0} \bar{\kappa}_2, \\ F_1 &= \frac{Gm^2}{16\pi} (\alpha Z)^{\frac{1}{2}} \frac{mc^2}{\Delta E_W^1} \bar{\kappa}_3, \\ \bar{\kappa}_i &\equiv \kappa_{ip}s_p + \kappa_{in}s_n \quad (i = 2, 3); \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

здесь s_p и s_n — приведенные матричные элементы спиновых операторов s_p и s_n между ядерными волновыми функциями **). Они зависят не только

*) Это отличает двухэлектронные ионы от водородоподобных систем или тяжелых атомов, где большинство эффектов несохранения четности определяется константами κ_{1p} , κ_{1n} . Поэтому эксперименты с гелиеоподобными ионами представляли бы независимый интерес.

**) Мы определяем приведенный матричный элемент соотношением $\langle IM' | (s_p, n)_\mu | IM \rangle = s_{p,n}(IM, 1_\mu | IM')$

от спина ядра I , но и от структуры ядра. В силу принципа Паули для ядер с четным числом протонов s_p равно нулю, а при нечетном числе протонов s_p является величиной порядка единицы (а не Z). Аналогичные качественные заключения можно сделать относительно s_n .

Рассмотрим теперь энергетические знаменатели, входящие в выражения для коэффициентов смешивания (4.4), (4.6). Зависимость расстояния

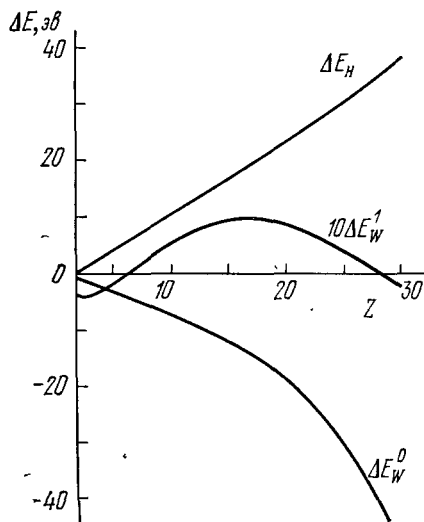


Рис. 4. Разности энергий уровней с $n = 2$ в двухэлектронных ионах.

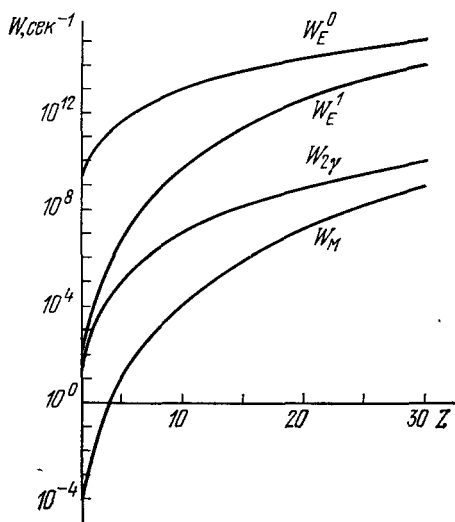


Рис. 5. Вероятности радиационных переходов в двухэлектронных ионах.

между уровнями от заряда ядра Z показана на графике рис. 4, построенном на основе расчетов спектров двухэлектронных ионов ⁴⁹⁻⁵¹. Как видно из этого рисунка, величины $\Delta E_H = E(2^1S_0) - E(2^3S_1)$ и $\Delta E_W^0 = E(2^1S_0) - E(2^1P_1)$ являются монотонными функциями Z , причем $\Delta E_H \sim (0,5 - 1,2) Z$ эв, $\Delta E_W^0 \sim (0,3 - 1,5) Z$ эв. Отсюда получаем по порядку величины оценки для коэффициентов смешивания $H \sim 10^{-6} Z^2$, $F_0 \sim \sim 10^{-16} Z^3 \kappa_2$.

Интересная ситуация имеет место для разности энергий 2^1S_0 - и 2^3P_1 -состояний ΔE_W^1 . Эти уровни всегда расположены близко друг к другу. В атоме гелия уровень 2^1S_0 ниже 2^3P_1 , при увеличении Z эти уровни дважды пересекаются. Первый раз это происходит вблизи $Z = 6$ (ион CV), а второй раз между $Z = 28$ (ион Ni XXVII) и $Z = 29$ (ион Cu XXVIII). Для этих ионов энергетическая разность ΔE_W^1 аномально мала, а величина примеси F_1 сравнительно велика.

$$\left. \begin{array}{ll} \text{C}^{13} \text{ V: } \Delta E_W^1 \sim -1,6 \cdot 10^{-2} \text{ эв, } F_1 \sim -0,4 \cdot 10^{-11} \kappa_3, \\ \text{Ni}^{61} \text{ XXVII: } \Delta E_W^1 \sim 4 \cdot 10^{-2} \text{ эв, } F_1 \sim 10^{-9} \kappa_3, \\ \text{Cu}^{63,65} \text{ XXVIII: } \Delta E_W^1 \sim -8 \cdot 10^{-2} \text{ эв, } F_1 \sim -7 \cdot 10^{-10} \kappa_3. \end{array} \right\} (4.7)$$

Для Z , далеких от точек пересечения, величина F_1 на один-два порядка больше F_0 . Теперь для оценки эффектов несохранения четности осталось рассмотреть вероятности переходов из примесных состояний: W_M , W_E^0 и W_E^1 . Эти вероятности вычислялись в работах ^{37, 44-48} и показаны на графике рис. 5. Для приближенных оценок W_M и W_E^0 можно пользоваться

формулами, получающимися с помощью водородоподобных функций *).

$$W_M \approx \frac{1}{2 \cdot 3^6} \alpha (\alpha Z)^{10} \frac{mc^2}{\hbar} \approx 1,66 \cdot 10^{-8} Z^{10} \text{ сек}^{-1},$$

$$W_E^0 \approx \frac{2^9}{3^8} \alpha (\alpha Z)^4 \frac{mc^2}{\hbar} \approx 1,25 \cdot 10^9 Z^4 \text{ сек}^{-1}. \quad (4.8)$$

Вероятность W_E^1 при не очень больших Z приближенно пропорциональна Z^8 .

Теперь по формулам (4.2) — (4.6) можно вычислить вероятность одно-квантового $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ -перехода и циркулярную поляризацию фотонов в этом переходе. Результаты вычислений для некоторых двухэлектронных ионов приведены в табл. I. Как можно видеть из этой таблицы, вероятность

Т а б л и ц а I

Характеристики перехода $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ в двухэлектронных ионах

Ионы	$E_\gamma, \text{ эв}$	$W, \text{ сек}^{-1}$	$ P_0 /\sqrt{\kappa_2}$	$ P_1 /\sqrt{\kappa_3}$	$W/W_{2\gamma}$
He ³ I	20,61	$2,0 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-7}	$4 \cdot 10^{-16}$
C ¹³ V	304,3	$2,2 \cdot 10^{-8}$	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-14}$
F ¹⁹ VIII	731,8	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}	$2 \cdot 10^{-11}$
Cu ⁶³ XXVIII	8347	$5,1 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-8}$

$2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ -перехода резко возрастает с ростом Z (приблизительно как Z^{14}). При этом циркулярная поляризация, обусловленная примесью 2^1P_1 состояния падает: $P_0 \sim 2 \cdot 10^{-3} Z^{-2} \sqrt{\kappa_2}$. Циркулярная поляризация P_1 , связанная с примесью 2^3P_1 уровня, меняется нерегулярно с изменением Z . Для ионов C V и тяжелых ионов с $Z \sim 30$ величина $P_1 \sim 10^{-4} \sqrt{\kappa_3}$ и определяет полную циркулярную поляризацию излучения.

Из-за сравнительно больших разностей энергии S - и P -состояний ограничения на внешние электрические и магнитные поля, затрудняющие наблюдение эффектов несохранения четности, в двухэлектронных ионах получаются значительно менее жесткими, чем в атоме водорода. С другой стороны, по той же причине практически невозможно использовать зеемановский сдвиг уровней в магнитном поле для усиления эффектов несохранения четности (см. гл. III). В наиболее благоприятном случае (ион C¹³ V) для пересечения 2^1S_0 и 2^3P_1 ($m_J = -1$) уровней потребовалось бы магнитное поле напряженностью $\sim 10^6$ гс. Правда, из-за того, что в C¹³ V ширина 2^3P_1 уровня мала по сравнению с ΔE_W^1 ($\Gamma_P \sim 10^{-6} \Delta E_W^1$), степень циркулярной поляризации P_1 в этом поле в принципе может быть доведена до единицы ²³.

Серьезные трудности измерения эффектов несохранения четности в двухэлектронных ионах связаны с исключительной подавленностью одноквантового $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ -перехода. Время жизни метастабильного 2^1S_0 состояния в двухэлектронных ионах определяется главным образом двух-фотонным переходом, вероятность которого оценивается по формуле ^{37, 44}

*) Для более точных оценок в формулах (4.6) — (4.8) следует заменить Z на $Z_{\text{eff}} = Z - \sigma$, где σ учитывает экранировку заряда ядра внутренним $1s$ -электроном ($\sigma \sim 0,8-0,9$). Учет этой поправки существен при малых Z . В формуле (4.4) $Z_{\text{eff}} \sim Z$, так как основной вклад в H дает внутренний $1s$ -электрон, для которого экранировка внешним электроном мала.

$W_{2\gamma} \approx 16,4 \cdot Z_{\text{eff}}^6 \text{ сек}^{-1}$ (см. рис. 5). Относительная вероятность одноквантового $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$ -перехода $W/W_{2\gamma}$ для ионов с $Z \leq 10$ не превышает 10^{-10} (см. табл. I), что сильно затрудняет наблюдение этого перехода. Кроме того, чтобы фон от двухквантового перехода не снижал циркулярную поляризацию фотонов, нужно выделять излучение в чрезвычайно узком интервале частот $\Delta\omega/\omega \sim [W/W_{2\gamma}]^{1/2}$. Например, в случае ионов C V нужно $\Delta\omega/\omega \leq 10^{-6}$. Для ионов с большими Z эти ограничения становятся менее жесткими.

5. ТЯЖЕЛЫЕ АТОМЫ

а) Расчет смешивания уровней противоположной четности

Как уже отмечалось во введении, в тяжелых атомах смешивание уровней противоположной четности за счет слабого взаимодействия электрона с нуклонами быстро растет с Z . Приступим теперь к количественному расчету этого смешивания. Поскольку релятивистские эффекты здесь оказываются существенными, не сохраняющее четность взаимодействие с ядром запишем для релятивистского электрона:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= -\frac{G\hbar^3}{\sqrt{2}c} \delta(r) (Zq\gamma_5 - \Sigma\alpha), \\ \left. \begin{aligned} Zq &= \kappa_{1p}Z + \kappa_{1n}(A-Z), \\ \Sigma &= \kappa_{2p} \sum_p \sigma_p + \kappa_{2n} \sum_n \sigma_n. \end{aligned} \right\} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Это выражение получается из (2.6) в приближении бесконечно тяжелых нуклонов и точечного ядра *). Суммирование в (5.1) производится по всем Z протонам и $A-Z$ нейтронам ядра.

Для вычисления матричных элементов взаимодействия (5.1) нам понадобятся значения волновых функций электрона вблизи ядра. Релятивистская волновая функция электрона с полным моментом j , орбитальным моментом l и проекцией полного момента m имеет следующий вид:

$$u_{njl} = \begin{pmatrix} g_{njl}(r) \Omega_{jlm} \\ i f_{njl}(r) \Omega_{j, 2j-l, m} \end{pmatrix}; \quad (5.2)$$

здесь Ω_{jlm} — шаровая функция со спином. Что же касается радиальных волновых функций $g_{njl}(r)$ и $f_{njl}(r)$, то на расстояниях $r \ll aZ^{-1/3}$, где кулоновское поле ядра можно считать неэкранированным, а полной энергией по сравнению с потенциалом пренебречь, они следующим образом выражаются через функции Бесселя:

$$\begin{aligned} f_{njl}(r) &= \frac{c_{njl}}{r} \left[(\gamma + \kappa) J_{2\gamma}(x) - \frac{x}{2} J_{2\gamma-1}(x) \right], \\ f_{njl}(r) &= \frac{c_{njl}}{r} Z\alpha J_{2\gamma}(x). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Используются обозначения:

$$x = \left(\frac{8rZ}{a} \right)^{1/2}, \quad \kappa = \begin{cases} -(j + \frac{1}{2}) & \text{при } j = l + \frac{1}{2}, \\ j + \frac{1}{2} & \text{при } j = l - \frac{1}{2}, \end{cases} \quad \gamma = \sqrt{\kappa^2 - Z^2\alpha^2}.$$

*) Четырехфермионное взаимодействие с производными (2.11) в этой главе не рассматривается.

При $r \rightarrow 0$ получаем

$$\begin{aligned} g_{njl}(r) &= -\frac{c_{njl}}{r} \frac{\gamma - \kappa}{\Gamma(2\gamma + 1)} \left(\frac{2rZ}{a} \right)^\gamma, \\ f_{njl}(r) &= \frac{c_{njl}}{r} \frac{Z\alpha}{\Gamma(2\gamma + 1)} \left(\frac{2rZ}{a} \right)^\gamma. \end{aligned} \quad (5.3a)$$

Определим теперь нормировочную константу c_{njl} . Заметим для этого, что при $r \gg aZ^{-1}$ радиальная функция $g_{njl}(r)$ должна переходить в обычное квазиклассическое решение нерелятивистского уравнения Шредингера

$$\psi_{nl}(r) = \frac{b_{nl}}{r \sqrt{k(r)}} \sin \left(\int_{r_1}^r dr' k(r') + \varphi \right); \quad (5.4)$$

здесь

$$k^2(r) = \frac{2m}{\hbar^2} \left[E_{nl} - U(r) - \frac{(l+1/2)^2}{r^2} \right],$$

r_1 — точка поворота, φ — постоянная фаза. Константу b_{nl} нетрудно найти, если учесть, что основной вклад в нормировочный интеграл дает квазиклассическая область, лежащая между двумя точками поворота r_1 и r_2 , так что

$$b_{nl}^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{k(r)} \sin^2 \left(\int_{r_1}^r dr' k(r') + \varphi \right) \approx \frac{b_{nl}^2}{2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{k(r)} = 1. \quad (5.5)$$

Дифференцируя по n_r боровское правило квантования для радиального движения

$$\int_{r_1}^{r_2} dr k(r) = \pi (n_r + \beta) \quad (5.6)$$

и учитывая, что $k(r_{1,2}) = 0$, находим⁵²

$$\frac{m}{\hbar^2} \frac{dE_{nl}}{dn_r} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{k(r)} = \pi. \quad (5.7)$$

Отсюда

$$b_{nl}^2 = \frac{2m}{\pi \hbar^2} \frac{dE_{nl}}{dn_r} = \frac{2}{\pi \nu^3} \frac{1}{a^2}. \quad (5.8)$$

Здесь использовано феноменологическое выражение для энергии внешнего электрона

$$E_{nl} = -\frac{me^4}{2\hbar^2 \nu^2}, \quad (5.9)$$

где ν — эффективное главное квантовое число: $\nu = n_r + l + 1 - \sigma_l = n - \sigma_l$, причем квантовый дефект σ_l слабо зависит от n_r при фиксированном l . Нетрудно сообразить, что с ростом n_r атом становится все более водородоподобным, так что величина σ_l должна падать. В результате учет этой зависимости привел бы к росту расчетной величины смешивания уровней.

Сравнивая (5.3a) с (5.4) при $aZ^{-1} \ll r \ll aZ^{-1/3}$ видим, что

$$c_{njl} = \frac{\kappa}{|\kappa|} \sqrt{\frac{\pi a}{2}} b_{nl} = \sqrt{\frac{1}{a \nu^3}} \frac{\kappa}{|\kappa|}. \quad (5.10)$$

Используя найденные таким образом волновые функции, получаем, что единственный (если не считать эрмитово сопряженного) отличный от нуля матричный элемент не сохраняющего четность взаимодействия электрона с нуклоном равен

$$\langle s_{1/2} | H | p_{1/2} \rangle = i \frac{Gm^2 \alpha^2 Z^2 R}{\sqrt{2} \pi} (v_s v_p)^{-3/2} \frac{me^4}{2\hbar^2} \times \\ \times \left\{ Zq + g_I \frac{2\gamma+1}{3} \left[F(F+1) - I(I+1) - \frac{3}{4} \right] \right\}; \quad (5.11)$$

здесь F — полный момент атома, g_I — коэффициент пропорциональности между ядерными матричными элементами оператора Σ и спина ядра I . Он связан с введенной ранее величиной $\bar{\kappa}_2$ (см. (4.6)) соотношением $g_I = 2 [I(I+1)]^{-1/2} \bar{\kappa}_2$. Расходимости, появляющиеся при вычислении матричного элемента от $\delta(r)$ с релятивистскими волновыми функциями, мы устраняем, вводя конечный радиус ядра $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. При этом релятивистский фактор усиления R равен

$$R = \frac{4(2r_0 Z/a)^{2\gamma-2}}{\Gamma^2(2\gamma+1)}. \quad (5.12)$$

Можно показать, что более аккуратный учет конечных размеров ядра мало меняет величину R . Этот фактор усиления быстро растет при больших Z , меняясь от 2,8 для цезия ($Z = 55$) до 9 для висмута ($Z = 83$).

Что же касается величины q , то она определяется видом слабого взаимодействия электрона с нуклонами. Конкретные расчеты в дальнейшем будут проводиться для определенности в рамках модели Вайнберга³⁴, где

$$q = 1 - A/2Z - 2 \sin^2 \theta. \quad (5.13)$$

При $\sin^2 \theta = 0,35$ для тяжелых атомов q составляет $-(0,8 \div 0,9)$.

Заметим, что, как нетрудно показать, не только первое, но и второе слагаемое в гамильтониане (5.1) не приводит к смешиванию состояний $s_{1/2}$ и $p_{3/2}$.

Более рафинированный и более сложный расчет смешивания уровней разной четности, изложенный в работе³¹, приводит к результатам, которые лишь на несколько процентов отличаются от выражения (5.14). Метод расчета, близкий к нашему, содержится в обзоре⁵³.

После этих общих сведений перейдем к обсуждению возможных экспериментов по обнаружению несохранения четности в тяжелых атомах.

б) Несохранение четности в индуцированных дважды запрещенных $M1$ -переходах

Первый эксперимент по наблюдению несохранения четности в тяжелых атомах был предложен Бушиа²⁴. Речь идет о поиске циркулярной поляризации фотонов в дважды запрещенном $M1$ -переходе $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ в цезии, с длиной волны $\lambda = 5395 \text{ \AA}$. Схема уровней цезия приведена на рис. 6.

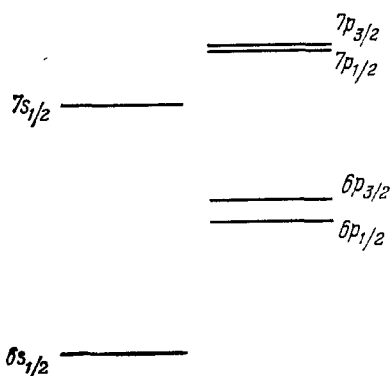


Рис. 6. Схема низколежащих уровней Cs.

нов в дважды запрещенном $M1$ -переходе $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ в цезии, с длинной волны $\lambda = 5395 \text{ \AA}$. Схема уровней цезия приведена на рис. 6.

Оценим ожидаемую величину эффекта. Начнем с матричного элемента $M1$ -перехода. Как было показано в работах ^{31, 54}, ни релятивистские эффекты, сходные с теми, которые имеют место в атоме водорода (см. гл. III), ни смешивание термов, вызванное сверхтонким взаимодействием, не существенны в данном случае. Основным механизмом, открывающим $6s - 7s$ -переход, является смешивание конфигураций. Это же явление приводит к отличию g -фактора $6s$ электрона в цезии от g -фактора свободного электрона ⁵⁵. Остаточное кулоновское взаимодействие между электронами, не учтенное эффективным потенциалом, приводит к тому, что состояния $6s_{1/2}$ и $7s_{1/2}$ содержат примесь состояний с дополнительным $6p$ -электроном и с дыркой в $5p$ -оболочке. Большое спин-орбитальное взаимодействие этой дырки приводит в свою очередь к поправкам к g -фактору термов $6s_{1/2}$ и $7s_{1/2}$ и к снятию запрета на переход $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$. Матричный элемент этого перехода равен ^{31, 54}

$$M = \beta \mu \langle \sigma \rangle, \quad (5.14)$$

$$\beta = -\frac{\zeta^2(5p)}{3E^4} (F_{66}G_{76} + F_{67}G_{77} + F_{76}G_{66} + F_{77}G_{67});$$

здесь $\zeta(5p)$ — параметр спин-орбитального взаимодействия для дырки в $5p$ -оболочке; E — энергия возбуждения $5p$ электрона, по сравнению с которой мы пренебрегаем разностью уровней $6s_{1/2}$ и $7s_{1/2}$, а также тонким расщеплением уровня дырки; F и G -слейтеровские интегралы:

$$\left. \begin{aligned} F_{66} &= F_0(6s, 5p; 6s, 6p), & G_{66} &= G_1(6s, 5p; 6s, 6p), \\ F_{67} &= F_0(6s, 5p; 7s, 6p), & G_{67} &= G_1(6s, 5p; 7s, 6p), \\ F_{76} &= F_0(7s, 5p; 6s, 6p), & G_{76} &= G_1(7s, 5p; 6s, 6p), \\ F_{77} &= F_0(7s, 5p; 7s, 6p), & G_{77} &= G_1(7s, 5p; 7s, 6p). \end{aligned} \right\} \quad (5.15)$$

Используются обозначения, принятые в книге ⁵⁶.

Для оценки величины β удобно сравнить ее с поправкой к g -фактору валентного электрона в цезии. Экспериментально ⁵⁷:

$$\frac{\Delta g_{Cs}}{g} = 1,1 \cdot 10^{-4}. \quad (5.16)$$

Расчетное значение этой величины ^{31, 54, 55}

$$\frac{\Delta g_{Cs}}{g} = -\frac{2\zeta^2(5p)}{3E^4} (F_{66}G_{66} + F_{67}G_{67}). \quad (5.17)$$

Чтобы найти соотношение между различными слэтеровскими интегралами, заметим, что на расстояниях, характерных для электрона, энергией $6s$ -или $7s$ -электрона можно пренебречь по сравнению с потенциалом, так что отношение волновых функций валентного электрона в этой области равно отношению нормировочных коэффициентов (см. (5.4), (5.8)):

$$\frac{\psi_{70}}{\psi_{60}} = \left(\frac{v_6}{v_7} \right)^{3/2} = \left(\frac{1,9}{2,9} \right)^{3/2} = 0,51. \quad (5.18)$$

В соответствии с этим

$$\begin{aligned} F_{76} &\approx F_{67} \approx 0,51 F_{66}, & F_{77} &= 0,26 F_{66}, \\ G_{67} &\approx 0,51 G_{66}, & G_{77} &\approx 0,51 G_{76}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Что же касается интегралов G_{66} и G_{76} , то нет оснований считать их существенно отличающимися. Полагая их равными и учитывая (5.14), (5.16),

(5.17) и (5.19), приходим к следующей оценке ^{31,54}:

$$\beta \approx 10^{-4}. \quad (5.20)$$

После расчета примесей $n'p_{1/2}$ -состояний к состояниям $6s_{1/2}$ и $7s_{1/2}$ с помощью формул (5.11) — (5.13) (слагаемым, не содержащим Zq , в формуле (5.14) можно пренебречь) для определения циркулярной поляризации остается найти матричные элементы $E1$ -переходов $ns - n'p$. Это можно сделать с помощью метода Бэйтса — Дамгаард ^{58,59}, который сводится к использованию водородоподобных волновых функций для внешних электронов. Как известно ⁶⁰, для цезия это приближение дает отличное согласие с экспериментом.

Нужно однако иметь в виду следующее обстоятельство. Таблицы Бэйтса — Дамгаард составлены в предположении, что все радиальные волновые функции положительны при $r \rightarrow \infty$. Между тем, рассчитывая смешивание s - и p -уровней, мы полагали, что соответствующие волновые функции в нуле положительны. Тогда их знак при $r \rightarrow \infty$ определяется, очевидно, множителем $(-1)^{n_r}$, где n_r — радиальное квантовое число. Поэтому результаты таблиц Бэйтса — Дамгаард мы должны домножать на $(-1)^{n_r+n'_r}$.

Благодаря быстрому убыванию дипольных матричных элементов с ростом разности эффективных главных квантовых чисел начального и конечного состояний, реально основной вклад в эффект дает примесь $6p_{1/2}$ - и $7p_{1/2}$ -состояний к $6s_{1/2}$ и состояния $6p_{1/2}$ к $7s_{1/2}$. Простые оценки, основанные на экспериментальных значениях сил осцилляторов в цезии, показывают, что учет всех остальных состояний, включая непрерывный спектр, едва ли может изменить результат больше чем на несколько процентов. Особого рассмотрения здесь требуют так называемые автоионизационные состояния, возникающие при возбуждении электронов замкнутых оболочек. Экспериментальные данные по соответствующим переходам в цезии недостаточны для оценки их вклада. В работе ³¹ приведены теоретические оценки, указывающие на малость вклада автоионизационных состояний. Этот же вывод следует из анализа поляризуемости ксенона, которая как раз определяется дипольными матричными элементами возбуждения электрона из заполненной $5p$ оболочки.

Таким образом, намечены узловые моменты расчета, который приводит к следующей величине циркулярной поляризации фотонов в $6s - 7s$ -переходе в цезии

$$P \approx 10^{-4}. \quad (5.21)$$

Бушиа предложили следующую схему измерения этого эффекта ²⁴. В парах цезия с помощью перестраиваемого лазера, работающего на длине волны $\lambda = 5395 \text{ \AA}$, возбуждается переход $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$. При этом регистрируются флуоресцентные кванты от перехода $7s_{1/2} - 6p_{1/2}$ (см. рис. 6). Если четность не сохраняется, то вероятность возбуждения $6s - 7s$ -перехода, а следовательно, и число флуоресцентных квантов будут меняться в зависимости от знака циркулярной поляризации падающего света. Относительная величина эффекта совпадает, очевидно, со степенью циркулярной поляризации P (см. формулу (1.4)).

Разумеется, необходимым предварительным этапом этого весьма сложного опыта является экспериментальное определение самой амплитуды обсуждаемого дважды запрещенного $M1$ -перехода. Пока с помощью весьма остроумного эксперимента ⁶¹ удалось получить лишь следующую верхнюю границу для этой амплитуды (см. (5.14), (5.20))

$$\beta < 3 \cdot 10^{-4}. \quad (5.22)$$

Любопытная ситуация, напоминающая рассмотренную в гл. 4, имеет место ³¹ в нечетном изотопе свинца Pb^{207} . Благодаря сверхтонкому взаимодействию состояния $6p^2\ ^3P_0$ и $6p^2\ ^1S_0$ содержат примесь состояния $6p^2\ ^3P_1$, так что $M1$ -переход между возмущенными уровнями $\ ^3\tilde{P}_0 - \ ^1\tilde{S}_0$ ($\lambda_c = 3394 \text{ \AA}$) становится возможным. Не сохраняющее четность взаимодействие, зависящее от спина нуклона (см. второе слагаемое в выражении (5.1)), приводит к циркулярной поляризации излучения, которая, по оценкам Бушиа ³¹, составляет $P \sim 6 \cdot 10^{-4}$. Эффекты несохранения четности в других сильно запрещенных $M1$ -переходах рассматриваются в обзоре ⁵³.

В заключение этого раздела подчеркнем, что речь идет о поисках малой циркулярной поляризации в переходах, настолько сильно запрещенных, что сами по себе они еще до сих пор не наблюдались на эксперименте.

в) Вращение плоскости поляризации света в парах тяжелых металлов

Более реальной кажется возможность обнаружить несохранение четности в атомных переходах по вращению плоскости поляризации света в парах тяжелых металлов ²⁶. То обстоятельство, что несохранение четности приводит к появлению оптической активности среды, было впервые отмечено Зельдовичем ².

Приступим к обсуждению возможных экспериментов по вращению плоскости поляризации. Коэффициент преломления для право- и левополяризованных квантов вблизи резонанса на частоте ω_0 запишем в виде

$$n_{\pm} = 1 - \frac{2\pi N |\overline{M}_{\pm}|^2}{\hbar} \left\langle \frac{1}{\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0 + i(\Gamma/2)} \right\rangle. \quad (5.23)$$

Здесь N — плотность атомов среды, Γ — ширина возбужденного уровня. Оператор \hat{M}_{\pm} для дипольных переходов равен соответствующей проекции дипольного момента. Черта сверху означает суммирование квадрата матричного элемента по конечным и усреднение по начальным поляризациям атомов. Скобками $\langle \rangle$ обозначено усреднение по v — проекции скорости атома на направление луча света.

Если четность не сохраняется, матричные элементы не равны между собой и могут быть представлены в виде (см. (1.4))

$$M_{\pm} = M \pm FM_1 = M \left(1 \pm \frac{P}{2} \right), \quad (5.24)$$

где M_1 — примесный матричный элемент «неправильной» четности. В этом случае плоскость поляризации света поворачивается на длине l на угол

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} l \operatorname{Re} (n_+ - n_-) = \\ &= -\frac{2\pi N \omega l F}{\hbar c} (\overline{M^* M_1} + \overline{M_1^* M}) \left\langle \frac{\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0}{[\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0]^2 + (\Gamma^2/4)} \right\rangle = \\ &= -\frac{2\pi N |\overline{M}|^2 \omega}{\hbar c} l P \left\langle \frac{\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0}{[\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0]^2 + (\Gamma^2/4)} \right\rangle. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Кроме того, различными оказываются и коэффициенты поглощения α_{\pm}

для право- и левополяризованных квантов

$$\begin{aligned}\alpha_{\pm} &= 2 \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} n_{\pm} = \\ &= \frac{4\pi N\omega}{\hbar c} [\overline{|M|^2}]_{\pm} \pm F (\overline{M^* M_1} + \overline{M_1^* M}) \left\langle \frac{\Gamma/2}{[\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0]^2 + (\Gamma^2/4)} \right\rangle = \\ &= \frac{4\pi N\omega}{\hbar c} \overline{|M|^2} (1 \pm P) \left\langle \frac{\Gamma/2}{[\omega - \omega_0 - (v/c)\omega_0]^2 + (\Gamma^2/4)} \right\rangle. \quad (5.26)\end{aligned}$$

Поэтому поляризация света из линейной становится эллиптической. Отношение малой полуоси эллипса к большой составляет

$$\chi = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} l \operatorname{Im} (n_+ - n_-) = \frac{l}{4} (\alpha_+ - \alpha_-). \quad (5.27)$$

Следует подчеркнуть то обстоятельство, что величины ψ и χ , характеризующие в данном случае эффекты несохранения четности, пропорциональны, в отличие от степени циркулярной поляризации P (см. (1.4)), не отношению, а произведению основного и примесного матричных элементов. Поэтому искать оптическую активность в окрестности сильно запрещенного $M1$ -перехода заведомо невыгодно. Невыгодна также ситуация, когда основной переход, которому соответствует матричный элемент M , разрешен. Ведь для разрешенных переходов коэффициент поглощения α очень велик; а поскольку длина пути l не может заметно превышать α^{-1} , то достижимые угол поворота ψ и эллиптичность χ оказываются крайне малыми.

Естественно поэтому обратиться к случаю, когда основным является $M1$ -переход, а примесным — $E1$. Как известно, $M1$ -переход идет без дополнительного подавления лишь между термами, относящимися к одной и той же электронной конфигурации. При этом для наблюдения малых эффектов оптической активности крайне желательно, чтобы этот переход из основного состояния находился в видимой части спектра или вблизи нее. Такая ситуация имеет место в тяжелых элементах. Наконец, вещество должно иметь заметное давление паров при разумной температуре. Если несколько произвольно считать «заметным» давление ~ 10 мм и «разумной» температуру $\sim 1200^\circ \text{C}$, то круг подходящих элементов сужается до теллура, иода, европия, таллия, свинца, висмута и полония.

Из перечисленных элементов теллур обладает наименьшим зарядом ядра ($Z = 52$), и поэтому в нем следует ожидать наименьшего эффекта. Этот недостаток не компенсируется какими-либо преимуществами. Обсуждаемые переходы в теллуре лежат в инфракрасной области ($\lambda = 9471 \text{ \AA}$, 21048 \AA). Кроме того, в парах этого элемента несравненно больше молекул Te_2 , чем атомарного теллура. Поглощение света за счет молекулярной составляющей в парах теллура может оказаться дополнительным осложнением *). Аналогичные соображения относятся и к иоду ($Z = 53$, $\lambda = 13\,152 \text{ \AA}$).

Что касается европия, то для него до сих пор неизвестны энергии состояний, относящихся к той же электронной конфигурации, что и основное.

Наконец, полоний ($Z = 84$, $\lambda = 4613 \text{ \AA}$, 5941 \AA) обладает высокой радиоактивностью, что сильно затрудняет возможность работы с ним.

*) Следует заметить, что поиски несохранения четности в электронных спектрах молекул, содержащих тяжелые атомы, также представляют большой интерес. Однако сколько-нибудь надежная оценка эффекта здесь весьма затруднительна. Поэтому вопрос о несохранении четности в молекулярных переходах мы в настоящем обзоре не обсуждаем.

Это обстоятельство тем более досадно, что для полония практически решается проблема достаточно мощного монохроматического источника света (см. ниже), так как вторая из указанных линий почти совпадает с одной из линий, на которых генерирует гелий-неоновый лазер.

Таким образом, наиболее подходящими элементами для обсуждаемых опытов в настоящее время представляются таллий, свинец и висмут.

Остановимся теперь на требованиях, предъявляемых к стабильности частоты и ширине линии источника света. Вернемся к формуле (5.23). Усреднение по максвелловскому распределению атомов приводит к выражению

$$\left\langle \frac{1}{\omega - \omega_0 - (v/c) \omega_0 + i(\Gamma/2)} \right\rangle = -i \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta_D} e^{-w^2} [1 - \Phi(-iw)]; \quad (5.28)$$

здесь

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z dz' e^{-z'^2}$$

— интеграл ошибок, а комплексная величина w следующим образом выражается через расстройку частоты $\Delta = \omega - \omega_0$ и доплеровское уширение $\Delta_D = \omega_0 \sqrt{2kT/Mc^2}$ (M — масса атома):

$$w = u + iv = \frac{\Delta}{\Delta_D} + i \frac{\Gamma}{2\Delta_D}.$$

Нас будет интересовать ситуация, когда ширина верхнего уровня Γ (обусловленная резонансной передачей возбуждения при столкновениях с атомами в основном состоянии) много меньше доплеровского уширения Δ_D , а расстройка Δ сравнима с Δ_D , т. е. $v \ll 1$, $u \sim 1$. В этом случае выражение (5.28) упрощается:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\Delta - (v/c) \omega_0 + i(\Gamma/2)} \right\rangle &= \frac{1}{\Delta_D} [g(u, v) + if(u, v)] \approx \\ &\approx \frac{1}{\Delta_D} \{g_1(u) - i[\sqrt{\pi} e^{-u^2} + 2v(ug(u) - 1)]\}. \end{aligned} \quad (5.29)$$

Функция $g(u) = 2e^{-u^2} \int_0^u dz e^{z^2}$ достигает максимума, равного 1,1, при $u = 0,9$, а при $u \gtrsim 3$ $g(u) \approx 1/u$.

Чтобы угол поворота плоскости поляризации ψ не был слишком мал, необходимо иметь $\Delta \sim \Delta_D$. А так как ψ является нечетной функцией расстройки (см. (5.25), (5.29)), то стабильность частоты и ширина линии источника должны быть, по крайней мере, сравнимы с доплеровским уширением, составляющим в нашем случае примерно $10^{-6} \omega_0$. Эта величина меньше, чем сверхтонкое расщепление, так что переход будет происходить только между определенными компонентами сверхтонкой структуры уровней. В результате оптическая активность уменьшается, так как, во-первых, не все атомы в основном состоянии будут участвовать в переходе и, во-вторых, вероятность перехода в определенное сверхтонкое состояние, разумеется, меньше полной вероятности перехода.

Обсуждение расчета эффекта в перечисленных ранее элементах начнем с таллия. Основное состояние в нем $6s^2 6p_{1/2}$, интересующий нас $M1$ -переход $6p_{1/2} - 6p_{3/2}$. Примесь состояний типа $6s^2 ns_{1/2}$ к основному расчитывается с помощью формулы (5.11). Амплитуды $E1$ -переходов можно извлечь из экспериментальных данных по силам осцилляторов в таллии^{62, 63}. Знаки же этих амплитуд определяются с помощью таблиц Бэйтса — Дам-

гаард⁶⁸. Большой вклад в эффект дают состояния, относящиеся к конфигурации $6s6p^2$ и возникающие при возбуждении $6s$ электрона. Все они, кроме одного, обладают положительной энергией и являются, таким образом, резонансами в непрерывном спектре. Коэффициенты разложения волновых функций этих состояний по рассель-саундерсовским функциям рассчитываются в приближении промежуточной связи. Эффективные главные квантовые числа $6p$ -электрона в конфигурации $6s6p^2$ - и $6s$ -электрона в $6s^26p$ можно найти, считая соответствующие электроны добавленными к иону Tl II в состоянии $6s6p$. Дипольные матричные элементы $E1$ -переходов определяются по силе осциллятора перехода $6s^26p_{1/2} - 6s6p^2\ ^2D_{3/2}$ ^{64,65}.

В свинце и висмуте приближение промежуточной связи приходится использовать уже при расчете основных конфигураций ($6s^26p^2$ и $6s^26p^3$) и обычных возбужденных ($6s^26pns$ и $6s^26p^2ns$). Экспериментальные данные по $E1$ -переходам в этих атомах заимствовались из работ⁶⁶⁻⁶⁹. Что же касается состояний, относящихся к конфигурациям $6s6p^3$ и $6s6p^4$, то они вообще не наблюдались. Тем не менее, используя данные по спектрам ионов Pb II и Bi II, можно оценить их вклад в эффект. Соответствующие дипольные матричные элементы заимствуются из таблиц Бэйтса — Дамгаард; такая оценка для аналогичных переходов в таллии хорошо согласуется с экспериментом.

Результаты расчета, подробное изложение которого содержится в работе⁷⁰, приведены в табл. II. Рассматриваются переходы между

Таблица II

Характеристики $M1$ -переходов в тяжелых атомах

Атом	J	F	J'	F'	$\lambda, \text{\AA}$	$ \overline{M} ^2/\mu^2$	$P \cdot 10^7$	$\sigma \cdot 10^{14}, \text{см}^2$	Δ/Δ_D	$\psi/10^7, \text{рад/м}$
Tl	1/2	1	3/2	2	12832,8	0,139	3,1	0,5	5,3	79
Pb ²⁰⁸	0	0	1	1	12788,93	0,572	2,1	0,5	2,6	78
Bi	3/2	6	3/2	6	8757,45	0,056	2,0	≤ 1	2,0	15,7
			5/2	7	6477,23	0,007	2,3	≤ 1	1,4	3,3
			1/2	5	4616,39	0,010	4,5	≤ 1	1,5	9,2
			3/2	6	3015,22	0,0007	7	≤ 1	0,9	1,2

состояниями с наибольшими значениями полного момента атома F , вблизи которых поворот плоскости поляризации оказывается максимальным.

Под $|\overline{M}|^2$ понимается результат суммирования квадрата амплитуды $M1$ перехода по проекциям F и F' , деленный на полное число начальных состояний (т. е. величина которой следует заменить $|\overline{M}|^2$ в формуле (5.23)). Расстройка Δ выбирается так, чтобы при температуре 1200 °C коэффициент поглощения α равнялся 1 м^{-1} . Лишь для последнего перехода в висмуте, где поглощение крайне мало, Δ выбрана исходя из требования максимальности угла ψ . Давление паров таллия, свинца и атомарного висмута составляет при этой температуре 100, 17 и 23 мм соответственно⁷¹. Принятые нами значения сечений рассеяния σ таллия на таллии, свинца на свинце и висмута на висмуте, приводящих к уширению линий, не противоречат единственному известному экспериментальному результату, согласно которому для таллия $\sigma < 10^{-14} \text{ см}^2$ ⁷². Существенно меньшие углы поворота в парах висмута обусловлены меньшим, чем в таллии, давлением паров, меньшими, чем в свинце, амплитудами перехода и, наконец, большим моментом ядра висмута, который приводит к сложной сверхтонкой структуре. Заметим, наконец, что переходы в таллии и висмуте

могут идти так же как электрические квадрупольные, что приводит, вообще говоря, к дополнительному поглощению света. Однако, как показывают оценки, амплитуды $E2$ -переходов достаточно малы для того, чтобы квадрупольным переходом можно было пренебречь. Исключение составляет переход $3/2 - 5/2$ в висмуте, где $E2$ -амплитуда дает $\sim 16\%$ поглощения.

Несколько замечаний относительно возможности обнаружения эффекта. Наблюдение углов поворота $\sim 10^{-6}$ рад в настоящее время вполне осуществимо (см. ⁷³⁻⁷⁵). Наиболее перспективными представляются эксперименты с парами висмута. Здесь два перехода ($\lambda = 6477 \text{ \AA}$, 4616 \AA) лежат в диапазоне, перекрываемом современными перестраиваемыми лазерами на красителях. Переход с длиной волны $\lambda = 3015 \text{ \AA}$ может изучаться с помощью такого же перестраиваемого лазера с последующим удвоением частоты. И, наконец, длинноволновый переход $\lambda = 8757 \text{ \AA}$ лежит в области, в которой могут работать перестраиваемые полупроводниковые лазеры на арсениде геллия.

Необходимо однако обратить внимание на достаточно сложную проблему, которую представляет устранение случайного внешнего магнитного поля, также приводящего, как известно, к вращению плоскости поляризации света. Существует несколько механизмов, за счет которых магнитное поле вызывает оптическую активность. Обсудим вкратце два наиболее опасных.

Во-первых, внешнее магнитное поле приводит к смешиванию различных сверхтонких состояний. Продольное магнитное поле H_1 , приводящее к имитации эффекта, оценивается из соотношения $\mu H_1 / \Delta_{HF} \sim P$, где Δ_{HF} — энергия сверхтонкого расщепления. Отсюда требование: $H < H_1 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ гс.

Другим механизмом, приводящим к более жестким ограничениям на магнитное поле, является различие в резонансных частотах для право- и левополяризованных квантов, возникающее из-за зеемановского расщепления линий продольным полем *). Ограничение на это поле, следующее из соотношения $\mu H_2 / \Delta \sim P$, таково: $H < H_2 \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ гс. Заметим, что поворот плоскости поляризации в магнитном поле за счет второго механизма, в отличие от поворота, возникающего из-за несохранения четности, является четной функцией расстройки Δ . Это обстоятельство может быть эффективно использовано для борьбы с таким фоном.

г) Вращение плоскости поляризации в радиодиапазоне

Не меньший интерес представляло бы наблюдение в тяжелых атомах эффектов несохранения четности, зависящих от спина нуклона. Они проявляются в переходах между компонентами сверхтонкой структуры одного электронного терма. Эти переходы, лежащие в радиодиапазоне, также являются магнитными дипольными и поэтому удобны для наблюдения оптической активности, вызванной несохранением четности.

Из-за того, что здесь эффект вызывается взаимодействием электрона с одним неспаренным нуклоном, а не со всеми нуклонами ядра, как в случае оптических переходов, величина циркулярной поляризации оказывается, грубо говоря, в Z раз меньше, чем в оптическом диапазоне. Однако точности, достигнутые в современной технике сантиметровых волн, суще-

*) Благодаря неизбежному отличию частоты лазера от резонансной этот же механизм необходимо учитывать и в случае эксперимента, предложенного Бушиа ²⁴.

ственно выше, чем в оптике *), так что, по крайней мере, обсуждение эффектов несохранения четности в радиодиапазоне представляется вполне оправданным. Расчет степени циркулярной поляризации при переходах между компонентами сверхтонкой структуры был выполнен для цезия и таллия^{27,70}. Мы не останавливаемся на нем, так как он мало чем отличается от расчетов, обсуждавшихся в предыдущем разделе. Приведем лишь результаты:

- 1) Цезий ($\lambda = 3,26$ см): $P = -0,6 \cdot 10^{-9} \kappa_{2p}$.
 2) Таллий ($\lambda = 1,42$ см): $P = 1,3 \cdot 10^{-8} \kappa_{2p}$.

При распространении в парах цезия или таллия линейно поляризованной радиоволны возникало бы вращение плоскости поляризации; кроме того, поляризация становилась бы эллиптической. Все эти эффекты описываются теми же формулами (5.23) — (5.27), что и в оптическом диапазоне. Отличие состоит в том, что здесь при давлениях $\sim 10^{-2}$ мм и выше доплеровское уширение линии Δ_D мало по сравнению с ударным уширением верхнего уровня Г. Поэтому усреднение по распределению атомов по скоростям здесь несущественно и слагаемое $-(v/c) \omega_0$ в знаменателе формулы (5.23), так же как и символ $\langle . . . \rangle$, можно просто опустить. Именно этим случаем мы в дальнейшем ограничимся.

Другое отличие, приводящее к большому усложнению обсуждаемых экспериментов, состоит в том, что для наличия оптической активности существенна разная заселенность верхнего и нижнего уровня сверхтонкой структуры. Под N в указанных формулах следует понимать разность плотностей атомов в нижнем и верхнем состояниях. Если ограничиться естественной, температурной разностью заселенностей, то это приведет к дополнительному уменьшению эффектов в несколько сот раз. Однако разность заселенностей, много большая температурной, может быть достигнута путем лазерного возбуждения одного из этих уровней. При этом следует исключить возможность оптической ориентации атомов. Ограничимся рассмотрением именно этого случая, т. е. предположим, что вероятность Γ_e возбуждения лазером верхнего уровня много больше вероятности неупругих столкновений, выравнивающих заселенности компонент сверхтонкой структуры.

Поворот плоскости поляризации, очевидно, оказывается максимальным, когда расстройка совпадает с полушириной линии, которая в данном случае равна $\Gamma + \Gamma_e$. Расчет приводит к следующим результатам:

- 1) Цезий. (Дефазирующее сечение, ответственное за ударную ширину линии $\sigma = 2,3 \cdot 10^{-14}$ см²⁷⁰.) Коэффициент поглощения $\alpha = 0,08 [\Gamma/(\Gamma + \Gamma_e)]$ м⁻¹

$$\frac{\psi_{\max}}{l} = \frac{1}{2} \alpha P \approx -0,25 \cdot 10^{-10} \kappa_{2p} \frac{\Gamma}{\Gamma + \Gamma_e} \text{ рад/м.}$$

- 2) Таллий. (Для σ примем то же значение, что и в цезии.) $\alpha = 0,03 [\Gamma/(\Gamma + \Gamma_e)]$ м⁻¹

$$\frac{\psi_{\max}}{l} \approx 1,8 \cdot 10^{-10} \kappa_{2p} \frac{\Gamma}{\Gamma + \Gamma_e} \text{ рад/м.}$$

Работать при расстройке, равной полуширине линии, выгодно в особенности потому, что здесь несуществен обычно наиболее опасный, второй фоновый механизм вращения плоскости поляризации за счет случайного внешнего магнитного поля (см. предыдущий раздел). Во избежание имитации обсуждаемого эффекта за счет первого механизма, среднее продольное магнитное поле должно быть меньше, чем $2 \cdot 10^{-6} \kappa_{2p}$ гс в цезии и $3 \cdot 10^{-4} \kappa_{2p}$ гс в таллии.

*) Даже без использования модуляционной методики в радиодиапазоне чувствительность при измерении углов поворота плоскости поляризации достигает $10^{-6} - 10^{-8}$ рад⁷⁶⁻⁷⁸. В оптике модуляционная методика позволяет повысить чувствительность эллипсометрических измерений, во всяком случае, на три порядка.

д) Э ф ф е к т ы н е с о х р а н е н и я ч е т н о с т и
в с в е р х п р о в о д н и к а х

Несохраняющее четность взаимодействие электронов с нуклонами можно было бы в принципе обнаружить с помощью некоторых эффектов⁸⁰ в сверхпроводниках с поляризованными ядрами *).

Рассмотрим слабое взаимодействие электронов с ядрами в таком сверхпроводнике. Поскольку электроны не поляризованы, в слабом потенциале (1.20) существенно только слагаемое, пропорциональное κ_2 . Несохраняющее четность взаимодействие электрона с ядром имеет вид

$$V = \frac{G\hbar^3 g_I I}{2\sqrt{2} mc^2} \sum_i [\xi_i \mathbf{p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \xi_i \mathbf{p}], \quad (5.30)$$

где ξ_i — единичный вектор, указывающий направление спина i -го ядра, \mathbf{r}_i — его координата, константа g_I введена в (5.11).

Усредняя взаимодействие (5.30) по волновым функциям электронов куперовской пары, можно получить следующее выражение для P -нечетной добавки к эффективному гамильтониану, описывающему движение пары как целого:

$$V_{\text{eff}} = \frac{G\hbar^3 g_I I K N}{2\sqrt{2} m_e c^2} [\mathbf{p} \boldsymbol{\zeta}(\mathbf{r}) + \boldsymbol{\zeta}(\mathbf{r}) \mathbf{p}]; \quad (5.31)$$

здесь m_e — эффективная масса электрона, N — плотность ядер, $\boldsymbol{\zeta}(\mathbf{r})$ — вектор поляризации ядер (его модуль равен степени поляризации), а множитель K учитывает отличие тока электронов в окрестности ядра от среднего тока по кристаллу:

$$K = \frac{|\text{Im } \psi_{\mathbf{k}}^* \nabla \psi_{\mathbf{k}}|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_{\text{ядра}}}}{|\text{Im } \psi_{\mathbf{k}}^* \nabla \psi_{\mathbf{k}}|_{\text{ср}}}. \quad (5.32)$$

В этой формуле $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ — волновая функция электрона в кристалле, причем квазиимпульс электрона \mathbf{k} считается малым. В формулах (5.31) и (5.32) мы пренебрегаем анизотропией кристалла.

Взаимодействие (5.31) имеет вид, аналогичный электромагнитному, так что его учет, как нетрудно убедиться, сводится (в первом порядке по G) к замене

$$\frac{2e}{c} \vec{\mathcal{A}} \rightarrow \frac{2e}{c} \vec{\mathcal{A}} - \frac{2G\hbar^3 g_I I K N}{\sqrt{2} c^2} \boldsymbol{\zeta}. \quad (5.33)$$

Рассмотрим, как изменится при этом электродинамика сверхпроводников. Ограничимся сверхпроводниками лондоновского типа, хотя, по-видимому, это ограничение несущественно для сделанных ниже выводов.

Уравнения Максвелла для постоянного магнитного поля имеют теперь вид

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = \frac{4\pi e \rho}{m_e c} \left(\hbar \nabla \varphi - \frac{2e}{c} \vec{\mathcal{A}} + \frac{2G\hbar^3 g_I I K N}{\sqrt{2} c^2} \boldsymbol{\zeta} \right); \quad (5.34)$$

здесь ρ — плотность куперовских пар, а φ — фаза их волновой функции.

Взяв ротор от уравнения (5.34), получаем

$$\left(-\Delta + \frac{8\pi e^2 \rho}{m_e c^2} \right) \mathbf{M} = \frac{8\pi e \rho G \hbar^3 g_I I K N}{\sqrt{2} m_e c^2} \text{rot } \boldsymbol{\zeta}. \quad (5.35)$$

*) Ядра могут быть ориентированы с помощью внешнего магнитного поля, после включения которого устанавливается сверхпроводящее состояние. Мы предполагаем, что время релаксации ядерных спинов, которое может достигать нескольких секунд^{81, 82}, достаточно велико для наблюдения обсуждаемых эффектов.

Таким образом, при наличии поляризованных ядер ни магнитное поле, ни ток, вообще говоря, не равны нулю в глубине сверхпроводников. Однако при обычном способе поляризации с помощью внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ вектор поляризации $\boldsymbol{\xi}(\mathbf{r})$, очевидно, пропорционален $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$, так что $\text{rot } \boldsymbol{\xi}(\mathbf{r}) = 0$ и в глубь сверхпроводника ни магнитное поле, ни ток не проникают. В дальнейшем мы ограничимся для простоты рассмотрением именно этого случая.

Как влияет взаимодействие (5.31) на физические эффекты в сверхпроводниках? Из аналогии между $\vec{\mathcal{A}}$ и $\boldsymbol{\xi}$ (см. (5.33)) ясно, что меняется условие квантования магнитного потока Φ через сверхпроводящее кольцо. Теперь оно имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{2e}{\hbar c} \Phi - 2f &= 2\pi m \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \\ f &= \frac{G\hbar^2 g_I I K N}{\sqrt{2} c^2} \oint d\mathbf{r} \boldsymbol{\xi}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (5.36)$$

Обратим внимание на довольно глубокую аналогию между вектор-потенциалом $\vec{\mathcal{A}}$ и поляризацией $\boldsymbol{\xi}$. В частности, соотношение (5.36) отличается от обычного условия квантования магнитного потока добавлением потока «квазимагнитного» поля, пропорционального $\text{rot } \boldsymbol{\xi}$ (в рассматриваемой нами ситуации $\text{rot } \boldsymbol{\xi} \neq 0$ на границе сверхпроводника).

С другой стороны, несмотря на наличие вблизи границы сверхпроводника токов и магнитных полей, меняющих ориентацию ядер в этой области, для вывода условия (5.36) достаточно существования замкнутого контура, во всех точках которого $\mathbf{j} = 0$, $\mathbf{H} = 0$, $\text{rot } \boldsymbol{\xi} = 0$.

В качестве другого примера рассмотрим протекание тока через два джозефсоновских контакта, включенных параллельно. Как известно⁸³, формула для максимального тока имеет вид (мы ограничиваемся для простоты случаем одинаковых контактов)

$$I_{\max} = 2I_c \left| \cos \frac{e\Phi}{\hbar c} \right|, \quad (5.37)$$

где I_c — максимальный ток через один контакт, Φ — магнитный поток через контур. Учет P -нечетного взаимодействия (5.31) приводит, так же как и в случае квантования потока, к следующей модификации формулы (5.37):

$$I_{\max} = 2I_c \left| \cos \left(\frac{e\Phi}{\hbar c} - f \right) \right|. \quad (5.38)$$

Таким образом, величина I_{\max} меняется при изменении знака Φ т. е. при изменении относительной ориентации рамки и внешнего магнитного поля. Благодаря этому эффект можно сделать периодически зависящим от времени с помощью вращения установки, поскольку ориентация ядер в пространстве сохраняется.

Перейдем к оценкам величины эффекта. Вклад слабых взаимодействий определяется безразмерным параметром

$$f \sim \frac{G\hbar^2 g_I I K N |\boldsymbol{\xi}| L}{\sqrt{2} c^2}, \quad (5.39)$$

где L — длина контура. Предполагается, что ядра поляризованы вдоль контура.

Нетривиальной здесь является оценка фактора K , определенного соотношением (5.32). Волновую функцию электрона $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ можно найти

с помощью метода Вигнера — Зейтца⁸⁴. В первом порядке по \mathbf{k} она представляется в виде

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left(u_0 + \frac{1}{m} \sum_{\alpha \neq 0} \frac{\langle \alpha | \mathbf{k} \mathbf{p} | 0 \rangle}{E_0 - E_{\alpha}} u_{\alpha} \right), \quad (5.40)$$

где \mathbf{p} — оператор импульса, u_{α} — волновая функция низшего состояния зоны α . Функции u_{α} удовлетворяют условию обращения в нуль нормальной производной на границе элементарной ячейки. При расчетах потенциала обычно выбирается таким же, как при решении атомной задачи, так что отличие состоит лишь в граничных условиях. Для оценки фактора K этим отличием можно пренебречь.

Как видно из формулы (5.40) и определения (5.32) для K , этот фактор в приближении малых \mathbf{k} отличен от нуля только в случае s - или p -зоны проводимости (т. е. если u_0 описывает s - или p -состояние).

Поскольку речь идет о взаимодействии электронов с одним неспаренным нуклоном ядра, величина K пропорциональна Z^2 (см. (1.8) и (5.11)). Учитывая релятивистский фактор усиления R (5.12), находим, что для тяжелых металлов при $|\xi| \sim 1$ параметр f может превышать 10^{-6} Л/см.

Хотя точности, достигнутые к настоящему времени, по-видимому, недостаточны для наблюдения рассмотренных явлений, обсуждение эффектов несохранения четности в сверхпроводниках представляется вполне уместным, по крайней мере с методической точки зрения.

6. μ -МЕЗОАТОМЫ

а) П е р е х о д $2S \rightarrow 1S + \gamma$

Интересной и, по-видимому, весьма перспективной возможностью реализации идей, рассмотренных в гл. 3 на примере атома водорода, является изучение одноквантового $2S - 1S$ -перехода в μ -мезоатомах, т. е. в атомах, у которых один из электронов заменен μ -мезоном. Из-за большой массы μ -мезона ($m_{\mu} = 206,8 m_e$) его орбиты располагаются значительно ниже всех электронных орбит и экранирующее влияние электронов пренебрежимо мало. Поэтому μ -мезоатомы независимо от заряда Z являются почти идеальным примером водородоподобных систем. Изучение эффектов несохранения четности в мезоатомах имеет ряд преимуществ по сравнению с атомом водорода. К ним относится, прежде всего, большая величина эффекта, связанная с большой массой μ -мезона, т. е. с малым радиусом его боровской орбиты $a_{\mu} = \hbar / (\alpha m_{\mu} c) \approx 2,6 \cdot 10^{-11}$ см. Возможность использования мезоатомов с разными Z позволяет получить более благоприятное соотношение между вероятностью изучаемого $2S \rightarrow 1S + \gamma$ -перехода и конкурирующими процессами. Кроме того, из-за большой разности энергий уровней в мезоатомах практически отсутствуют ограничения на случайные внешние электромагнитные поля, существенные в случае атома водорода. Эксперименты с мезоатомами интересны еще и потому, что сравнение констант слабого взаимодействия электронов и μ -мезонов с нуклонами позволит установить, распространяется ли $\mu - e$ универсальность на слабое взаимодействие нейтральных токов. Главной трудностью проведения экспериментов на мезоатомах является, по-видимому, получение большого числа мезоатомов, достаточного для наблюдения эффекта на статистически достоверном уровне.

Рассмотрим сначала эффекты несохранения четности в мезоатомах, пренебрегая сверхтонким взаимодействием μ -мезона с ядром²⁸⁻³⁰. В этом случае в потенциале слабого взаимодействия μ -мезона с ядром можно

оставить только члены, пропорциональные спину μ -мезона $s = \sigma/2$:

$$V = \frac{G\hbar^3}{2\sqrt{2}m_\mu c^2} Zq_\mu \sigma [p\delta(r) + \delta(r)p], \quad (6.1)$$

$$q_\mu = \kappa_{1p} + \frac{N}{Z} \kappa_{1n},$$

где m_μ — приведенная масса μ -мезона в мезоатоме, Z — число протонов (заряд ядра), N — число нейтронов в ядре *). Формулы, описывающие электромагнитные переходы и эффекты несохранения четности в мезоатомах, аналогичны соответствующим формулам для атома водорода. В частности, величина эффектов несохранения четности характеризуется одним параметром $P = -2Fr$, где

$$F = -\frac{G\sqrt{3}}{32\pi\sqrt{2}} Zq_\mu \frac{m_\mu^3 c^2 (Z\alpha)^4}{E(2S) - E(2P)}, \quad (6.2)$$

$$r = \sqrt{\frac{W_P}{W_S}} = \frac{2^5}{3\sqrt{3}} (Z\alpha)^{-3} \approx 1,6 \cdot 10^7 Z^{-3}, \quad (6.3)$$

а вероятности $M1$ -перехода $2S \rightarrow 1S + \gamma$ и примесного $E1$ -перехода $2P \rightarrow 1S + \gamma$ даются формулами

$$W_S = \frac{1}{2235} \alpha (Z\alpha)^{10} \frac{m_\mu c^2}{\hbar}, \quad (6.4)$$

$$W_P = \left(\frac{2}{3}\right)^8 \alpha (Z\alpha)^4 \frac{m_\mu c^2}{\hbar}. \quad (6.5)$$

Наиболее существенное отличие мезоатомов от атома водорода заключается в том, что разность энергий $2S$ - и $2P$ -уровней в мезоатомах имеет совершенно иную причину, чем в водороде**). В атоме водорода основной вклад в эту разность дают поправки к собственной энергии связанного электрона. В случае μ -мезоатомов разность энергий $2S$ и $2P$ уровней определяется главным образом поляризацией вакуума и влиянием конечных размеров ядра. Поляризация вакуума (т. е. рождение виртуальных электронно-позитронных пар) искажает поле ядра на расстояниях порядка комптоновской длины волны электрона $r \lesssim \hbar/m_e c$, которые существенно меньше радиуса электронных орбит ($\hbar/\alpha m_e c$), но сравнимы с радиусами μ -мезонных орбит ($\hbar/Z\alpha m_\mu c$). Поляризация вакуума приводит к тому, что эффективный заряд ядра на малых расстояниях становится больше Z (по определению, Z — заряд ядра на больших расстояниях), а следовательно, энергии всех уровней, особенно S -уровней, уменьшаются. Поляризация вакуума играет определяющую роль в самых легких мезоатомах (H, He, Li). В них уровень $2S_{1/2}$ расположен ниже уровня $2P_{1/2}$. С ростом Z , начиная с $Z = 4$, главный вклад в разность энергий $2S$ и $2P$ уровней вносят поправки, связанные с конечными размерами ядра. Они приводят к эффекту, противоположному поляризации вакуума, — увеличивают энергию S -уровней. Энергии P -уровней не меняются, так как волновые функции этих состояний практически равны нулю внутри ядра. Благодаря этому эффекту у всех мезоатомов с $Z \geq 4$ уровень $2S_{1/2}$ расположен выше

*) Если в слабом взаимодействии нейтральных токов имеет место μ — e -универсальность, то константы κ_{1p} и κ_{1n} равны соответствующим константам электрон-нуклонного взаимодействия и $q_\mu = q$ (см. (5.1)).

**) Именно поэтому эффекты несохранения четности в мезоводороде оказываются больше, чем в обычном водороде, не в $(m_\mu/m)^2 \sim 4 \cdot 10^4$ раз, как это следовало бы из простых размерностных соображений (согласно которым эффекты пропорциональны Gm_e^2), а, как будет видно из дальнейшего, всего лишь на два порядка.

уровня $2P_{1/2}$ (рис. 7). В литии и бериллии влияние поляризации вакуума и конечных размеров ядра в значительной степени взаимно компенсируются. В этих мезоатомах разность энергий $2S$ и $2P$ уровней особенно мала,

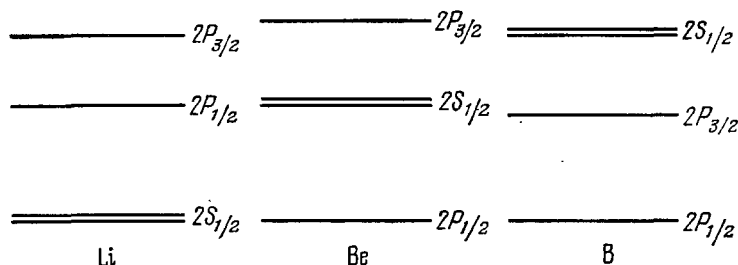


Рис. 7. Схема уровней с $n = 2$ в легких μ -мезоатомах ($Z = 3, 4, 5$).

а следовательно, можно ожидать больших эффектов несохранения четности.

Результаты теоретических расчетов ^{28,30,85,86} разности энергий $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -уровней для легких мезоатомов приведены в табл. III. В этих

Таблица III

Характеристики $2S \rightarrow 1S$ -перехода в легких мезоатомах

Мезо- атом	$E(2S) - E(2P_{1/2}),$ эв	$E_\gamma, \text{кэв}$	$W_S, \text{сек}^{-1}$	$P/q_\mu \cdot 10^3$
$^1\text{H}_1$	-0,201	1,90	$4,64 \cdot 10^{-4}$	-5,3
$^4\text{He}_2$	$-1,37 \pm 0,01$	8,21	$5,14 \cdot 10^{-1}$	-4,0
$^6\text{Li}_3$	$-1,1 \pm 0,2$	18,6	$2,99 \cdot 10^1$	-12
$^9\text{Be}_4$	$1,3 \pm 0,8$	33,3	$5,34 \cdot 10^2$	17
$^{10}\text{B}_5$	$10,6 \pm 2,5$	52,2	$4,98 \cdot 10^3$	3,4
$^{12}\text{C}_6$	30 ± 2	75,2	$3,10 \cdot 10^4$	1,7
$^{16}\text{O}_8$	162 ± 7	134	$5,50 \cdot 10^5$	0,6

расчетах поляризация вакуума учитывалась в низшем порядке по α ⁸⁷, а сдвиг уровней за счет конечных размеров ядра оценивался по формуле

$$\delta E_{2S} = \frac{1}{12\hbar^2} (Z\alpha)^4 m_\mu^3 c^4 \langle r^2 \rangle, \quad \delta E_{2P} = 0, \quad (6.6)$$

где $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичный радиус распределения заряда в ядре *).

Используя эти данные, можно вычислить по формулам (6.2), (6.3) параметр P , характеризующий величину эффектов несохранения четности в одноквантовом $2S \rightarrow 1S$ -переходе. Значения этого параметра, наряду с другими характеристиками $2S \rightarrow 1S$ -перехода в легких мезоатомах ^{28,30}, приведены в табл. III. Для мезоатомов с большими Z оценка эффектов

*) Заметим, что погрешности в экспериментальных значениях радиусов ядер приводят к довольно большим неопределенностям при вычислении разностей энергий $2S$ - и $2P$ -уровней в легких мезоатомах, которые в случае мезоатомов Li, Be и B составляют десятки процентов. Соответствующие неопределенности возникают и в оценке P . Прямое экспериментальное измерение разности энергий $2S$ - и $2P$ -уровней позволило бы существенно повысить точность теоретических оценок эффектов несохранения четности.

несохранения четности, проведенная в работе ²⁹, показывает, что коэффициент смешивания F очень слабо зависит от Z и составляет примерно

$$F \sim (1,0 - 1,3) \cdot 10^{-7} q_\mu. \quad (6.7)$$

Поэтому значение параметра P для тяжелых мезоатомов приближенно описывается формулой (также рис. 8)

$$P \sim (3 - 4) Z^{-3} q_\mu. \quad (6.8)$$

В частности, для мезоатомов с $Z \sim 30 - 60$ можно ожидать $P \sim 10^{-4} - 10^{-5}$.

Приведенные оценки показывают, что с точки зрения величины эффектов более удобными для исследований являются легкие мезоатомы.

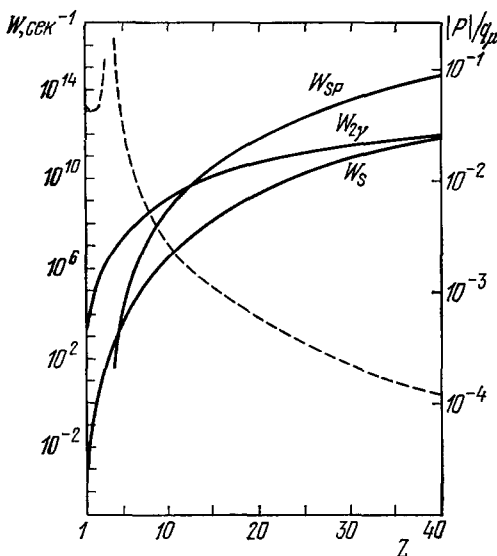


Рис. 8. Вероятности радиационных переходов с $2S$ -уровня (сплошные линии) и циркулярная поляризация γ -квантов (штриховые линии) в μ -мезоатомах.

б) Возможные P -нечетные корреляции

Рассмотрим теперь корреляции, наблюдение которых позволило бы определить экспериментально величину P , а следовательно, слабые константы взаимодействия мюонов с протонами и нейтронами. Важным обстоятельством является то, что μ -мезоны рождаются всегда поляризованными, причем в ряде мезоатомов (например, в углероде) даже после захвата мезонов на $2S_{1/2}$ орбиту сохраняется довольно большая остаточная поляризация мюонов. Это приводит к новым (по сравнению с атомом водорода) возможностям.

Вероятность испускания γ -квантов в направлении \mathbf{n} при $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2} + \gamma$ -переходе дается формулой

$$dW(\mathbf{n}) = W_S [1 + (\xi \mathbf{n}) (s_\gamma \mathbf{n}) + P (s_\gamma \mathbf{n}) + P (\xi \mathbf{n})] \frac{d\Omega}{8\pi}, \quad (6.9)$$

где W_S — полная вероятность перехода (6.4), s_γ — спин γ -кванта, ξ — вектор поляризации μ -мезона в $2S_{1/2}$ -состоянии. Сохраняющаяся четность корреляция между спинами γ -кванта и μ -мезона $(\xi \mathbf{n}) (s_\gamma \mathbf{n})$ затрудняет наблюдение циркулярной поляризации кванта, связанной с несохранением четности и пропорциональной P . Действительно, согласно (6.9) циркулярная поляризация γ -квантов, летящих в направлении \mathbf{n} , имеет вид

$$P_\gamma(\mathbf{n}) = \frac{W_+ - W_-}{W_+ + W_-} = \frac{P + (\xi \mathbf{n})}{1 + P (\xi \mathbf{n})}. \quad (6.10)$$

Поэтому в экспериментах по наблюдению циркулярной поляризации в мезоатомных переходах следует принимать специальные меры, чтобы уменьшить влияние членов $\rightarrow (\xi \mathbf{n})$.

С другой стороны, поляризация μ -мезонов в начальном состоянии позволяет определить величину P путем наблюдения другой P -нечетной корреляции — асимметрии вылета γ -кванта относительно вектора поляризации μ -мезона ξ . Эту корреляцию можно получить, если просумми-

ровать (6.9) по поляризациям γ -квантов:

$$dW(n) = W_S [1 + P(\xi n)] \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (6.11)$$

В принципе возможно наблюдение и других, более сложных корреляций. Например, благодаря несохранению четности в результате $2S \rightarrow 1S + \gamma$ -перехода может возникнуть поляризация мезона в конечном $1S$ -состоянии, даже когда начальное $2S$ -состояние не поляризовано. Степень этой поляризации также дается параметром P и может быть измерена по асимметрии вылета электрона, образующегося при распаде поляризованного μ -мезона. Таким образом, в этом эксперименте должна измеряться корреляция между направлением вылета γ -кванта в $2S \rightarrow 1S$ -переходе и направлением вылета электрона от последующего μ -распада.

в) Конкурирующие процессы

Несмотря на большую величину эффектов несохранения четности в мезоатомном $2S \rightarrow 1S + \gamma$ -переходе, их наблюдение сильно осложняется наличием других возможных переходов из $2S$ -состояния. Они не влияют на величину эффектов несохранения четности, но затрудняют получение нужной статистики. Мы остановимся кратко на оценке вероятностей основных конкурирующих процессов в легких мезоатомах, где эффекты несохранения четности особенно велики. Вероятности этих процессов следует сравнивать с вероятностью одноквантового перехода (см. формулу (6.4) и табл. III).

1) *Оже-переходы*. Наряду с одноквантовым переходом возможен переход из $2S$ - в $1S$ -состояние без испускания γ -кванта, но с выбиванием электрона с K -оболочки ($E0$ -переход). Вероятность этого процесса практически не зависит от Z и равна приблизительно $2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$. Для легких мезоатомов (с $Z < 12$) этот процесс является наиболее сильным конкурентом одноквантового $2S \rightarrow 1S$ -перехода. Исключение составляет мезоатом водорода, где оже-переход, разумеется, невозможен *). Заметим, что в принципе оже-переходы также могут быть использованы для поисков несохранения четности, которое в данном случае проявляется в асимметрии вылета электрона относительно поляризации мюона⁸⁹. Коэффициент асимметрии для этого процесса практически не зависит от Z и равен $P_e = -2F(m_\mu/m_e)^{1/2}$, что составляет для Ве величину $\sim 10^{-5}$.

2) *Двухквантовый $2S \rightarrow 1S$ -переход*. В случае обычного атома водорода этот процесс играл доминирующую роль. Для мезоатомов вероятность двухквантового перехода можно оценить по формуле

$$W_{2\gamma} \approx 1,6 \cdot 10^3 Z^6 \text{ сек}^{-1}. \quad (6.12)$$

Численные значения вероятности этого процесса для разных мезоатомов показаны на графике (см. рис. 8). Вероятность двухквантового перехода растет с увеличением Z медленнее, чем вероятность одноквантового, которая пропорциональна Z^{10} . Поэтому относительная роль двухквантового перехода падает с ростом Z .

3) *$E1$ -переход $2S \rightarrow 2P + \gamma$* . У мезоатомов с $Z > 4$ уровень $2S_{1/2}$ расположен выше уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$, поэтому возможны $E1$ -переходы $2S \rightarrow 2P + \gamma$. Вероятность этого процесса W_{SP} очень сильно зависит от Z

*) К сожалению, в мезоатоме водорода имеется специфический механизм переходов из $2S$ -состояния. Благодаря малым размерам мезоводорода (отсутствию у него электронных оболочек) метастабильность $2S$ -уровня нарушается главным образом из-за столкновений мезоводорода с другими атомами⁸⁸.

(грубо говоря, как $Z^{10}A^2$, где A — атомный номер), численные оценки W_{SP} ²⁹ приведены на рис. 8. Для мезоатомов с $Z > 12$ этот переход становится доминирующим.

4) *μ-распад и μ-захват ядром*. Вероятность распада μ -мезона составляет примерно $4,5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Вероятность прямого захвата μ -мезона ядром из $2S$ состояния существенно зависит от структуры ядра. Однако по порядку величины эту вероятность можно оценить, используя вероятность W_0 захвата с $1S$ -уровня в мезоводороде, согласно формуле

$$W_{\text{захв}} \approx \frac{1}{8} Z^4 W_0 \approx 30 Z^4 \text{ сек}^{-1}.$$

Следовательно, эти процессы маловероятны по сравнению с другими конкурентами $2S \rightarrow 1S + \gamma$ -перехода.

Приведенные выше оценки показывают, что основными процессами, затрудняющими наблюдение одноквантового перехода $2S \rightarrow 1S$, являются оже-переходы (для мезоатомов с $Z < 12$) и электромагнитные $2S \rightarrow 2P$ -переходы (для мезоатомов с $Z > 12$). Наиболее благоприятное соотношение между переходом $2S \rightarrow 1S + \gamma$ и конкурирующими процессами получается для мезоатомов с зарядом ядра около десяти. В этом случае отношение $W(2S \rightarrow 1S + \gamma)/W(2S \rightarrow \text{все})$ составляет 10^{-2} – 10^{-3} , а эффекты несохранения четности ожидаются на уровне 10^{-3} . Дальнейшее увеличение Z невыгодно главным образом из-за уменьшения величины эффектов.

г) Учет сверхтонкой структуры

До сих пор при обсуждении эффектов несохранения четности в мезоатомах мы пренебрегали сверхтонким взаимодействием μ -мезона с ядром. Такое приближение позволяет найти главный, не зависящий от спина ядра вклад слабого взаимодействия, пропорциональный константам κ_{1p} и κ_{1n} . В том случае, когда ядро имеет ненулевой спин, сверхтонкое взаимодействие приводит к расщеплению уровня $2S_{1/2}$ (так же как $1S_{1/2}$) на два подуровня с полным моментом мезоатома $F = I \pm 1/2$. Благодаря слабому взаимодействию (2.10), у каждого из этих $2S$ -состояний возникает примесь состояний $2P_{1/2}$ (и, вообще говоря, $2P_{3/2}$) с тем же полным моментом F . При этом вклад членов слабого потенциала, содержащих спин нуклонов, в величину примеси состояний с разными F оказывается разным, что, в свою очередь, приводит к зависимости P -нечетных корреляций в $2S \rightarrow 1S$ -переходе от констант κ_2 и κ_3 . Экспериментальное изучение этой зависимости представляет большой интерес, так как оно позволило бы установить спиновую структуру слабого взаимодействия нейтральных токов. В частности, большой интерес представляла бы проверка соотношения *) $\kappa_{2N} = -\kappa_{3N}$ (см. гл. 2). Мы ограничимся только качественным описанием эффектов, связанных со сверхтонкими взаимодействиями. Более подробное обсуждение этих вопросов имеется в работах ^{90, 91}.

Влияние сверхтонкого взаимодействия на эффекты несохранения четности наиболее существенно в легких мезоатомах, таких, как Li, Be, B. Это обусловлено двумя причинами.

Во-первых, в силу принципа Паули спины нуклонов в ядре имеют тенденцию к взаимной компенсации. Поэтому в случае ядер с большими Z

*) Если это соотношение выполняется, то примесь $2P_{3/2}$ -состояния к $2S_{1/2}$ отсутствует даже при учете сверхтонкого взаимодействия. Наиболее удобными для выяснения этого вопроса являются мезоатомы B^{10} и B^{11} , у которых расстояние между $2P_{3/2}$ - и $2S_{1/2}$ -уровнями относительно мало, а значит, роль возможной примеси $2P_{3/2}$ сравнительно велика.

члены слабого потенциала, зависящие от нуклонных спинов, приводят к малым поправкам порядка Z^{-1} по сравнению с членами, содержащими только спин μ -мезона. Во-вторых, как обсуждалось выше, для таких мезоатомов как Li и Be, разность энергий $2S$ - и $2P$ -уровней аномально мала (из-за взаимного сокращения вклада поляризации вакуума и конечных размеров ядра) и сравнима с величиной сверхтонкого расщепления этих уровней.

Наибольшую информацию о спиновой структуре слабого взаимодействия можно получить, если измерять циркулярную поляризацию, асимметрию вылета γ -квантов и т. д. в переходах между отдельными сверхтонкими компонентами $2S_{1/2}$ - и $1S_{1/2}$ -уровней. Эти эффекты оказываются наиболее чувствительными к величине констант κ_2 и κ_3 . Однако для таких измерений необходимо разделять по энергии γ -кванты, соответствующие разным сверхтонким переходам. В случае легких мезоатомов для этого нужно энергетическое разделение $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-4} - 10^{-5}$.

При более простой постановке эксперимента можно не разделять γ -кванты по энергии, а измерять P -нечетные корреляции, усредненные по всем сверхтонким переходам. При этом для циркулярной поляризации квантов и для корреляций между спином μ -мезона и направлением вылета γ -квантов получаются разные результаты. Среднее значение циркулярной поляризации практически не зависит от констант κ_{2N} и κ_{3N} . Этого можно было ожидать уже потому, что статистическое усреднение по сверхтонким переходам эквивалентно усреднению эффекта по спинам нуклонов.

В то же время в коэффициенте асимметрии вылета γ -квантов даже после суммирования по сверхтонким переходам сохраняется зависимость от констант κ_{2N} и κ_{3N} . Дело в том, что сверхтонкое взаимодействие существенно влияет на степень поляризации μ -мезона в $2S_{1/2}$ -состоянии из-за большого времени жизни этого состояния⁹² (ширина $2S$ -уровня много меньше величины его сверхтонкого расщепления). В результате основной вклад в асимметрию дают переходы из $2S$ -состояния с полным моментом $F = I + 1/2$, в котором степень поляризации максимальна, т. е. статистического усреднения не происходит.

Разная зависимость циркулярной поляризации и коэффициентов асимметрии от слабых констант κ_1 , κ_2 , κ_3 позволяет в принципе путем сравнения этих корреляций полностью определить спиновую структуру слабого взаимодействия, даже не разделяя отдельные сверхтонкие переходы. Однако для этого необходимо знать степень поляризации мезоатомов в разных сверхтонких $2S$ -состояниях. В настоящее время эта величина известна не очень хорошо.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время сложилась, как нам кажется, ситуация, когда с помощью оптических методов исследования можно получить ответы на ряд актуальных, важных вопросов физики элементарных частиц. Эксперименты такого рода, требующие сравнительно небольших материальных затрат, могли бы послужить важным дополнением к традиционным для физики высоких энергий методам исследований.

Если нам удастся привлечь внимание физиков к рассмотренному кругу задач, то цель настоящего обзора будет достигнута.

Мы глубоко благодарны Я. И. Азимову, А. А. Ансельму, Л. М. Баркову, А. И. Вайнштейну, В. Г. Горшкову, М. С. Золотореву,

В. Н. Новикову и О. П. Сушкову за многочисленные обсуждения, оказавшиеся чрезвычайно полезными при написании обзора. Мы искренне признательны также Л. Б. Окуню за интерес к работе и ценные советы.

Ленинградский Институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Bludman, *Nuovo Cimento* **9**, 433 (1958).
2. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **36**, 964 (1959).
3. S. B. Treiman, *Nuovo Cimento* **15**, 916 (1960).
4. T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **119**, 1410 (1960).
5. Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *ЖЭТФ* **39**, 1115 (1960).
6. В. Н. Байер, И. Б. Хриплович, *ibid.*, стр. 1374.
7. R. W. King, *Phys. Rev.* **121**, 1201 (1961).
8. F. Curtis Michel, *ibid.* **B138**, 408 (1965).
9. А. И. Вайнштейн, И. Б. Хриплович, *УФН* **112**, 685 (1974).
10. F. J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **B46**, 138 (1973).
11. A. Benvenuti et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 800 (1974).
12. Б. Л. Иоффе, *УФН* **110**, 357 (1973).
13. T. S. Stein, J. P. Carrico, E. Lipworth, M. C. Weisskopf, *Phys. Rev.* **186**, 39 (1969).
14. M. A. Payer, P. G. H. Sanders, *J. Phys.* **B3**, 1620 (1970).
15. H. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1091 (1970).
16. R. Vessot et al., *IEEE Trans. Instr. and Measur.* **IM-15**, 165 (1966).
17. H. Grotch, D. R. Yennie, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 350 (1969).
18. T. Muir, D. Kleppner, N. F. Ramsey, H. G. Robinson, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 405 (1966).
19. CERN (Daresbury)-Mainz Group, *CERN Courier* **15**, 67 (1975).
20. R. A. Brown, F. M. Pipkin, *Phys. Rev.* **174**, 48 (1968).
21. E. D. Theriot, Jr., R. H. Beers, V. W. Hughes, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 767 (1967).
22. А. Н. Москалев, *Письма ЖЭТФ* **19**, 229 (1974).
23. В. Г. Горшков, Л. Н. Лабзовский, *ibid.*, стр. 768; *ЖЭТФ* (1975).
24. M. A. Bouchiat, C. C. Bouchiat, *Phys. Lett.* **B48**, 111 (1974).
25. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М., «Наука», 1974, стр. 309.
26. И. Б. Хриплович, *Письма ЖЭТФ* **20**, 686 (1974).
27. В. Н. Новиков, И. Б. Хриплович, *ibid.* **22**, 162 (1975).
28. А. Н. Москалев, *ibid.* **19**, 394 (1974).
29. G. Feinberg, M. Y. Chen, *Phys. Rev.* **D10**, 190 (1974).
30. J. Bернабеау, Т. Е. О. Ericson, C. Jarlskog, *Phys. Lett.* **B50**, 467 (1974).
31. M. A. Bouchiat, C. C. Bouchiat, *J. de Phys.* **35**, 899 (1974); **36**, 493 (1975).
32. E. Fermi, *Zs. Phys.* **88**, 161 (1934) (имеется перевод: Э. Ферми, *Научные труды*, т. 1, М., «Наука», 1971, стр. 525).
33. Л. Б. Окунь, *Слабое взаимодействие элементарных частиц*, М., Физматгиз, 1963.
34. S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D5**, 1412 (1972).
35. G. Breit, E. Teller, *Astrophys. J.* **91**, 215 (1940).
36. В. Ч. Жуковский, М. М. Колесникова, А. А. Соколов, И. Херрманн, *Опт. и спектр.* **28**, 622 (1970).
37. C. Drake, *Phys. Rev.* **A3**, 908 (1971).
38. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, М., Физматгиз, 1960.
39. J. Shapiro, G. Breit, *Phys. Rev.* **113**, 179 (1959).
40. Я. И. Азимов, А. А. Ансельм, А. Н. Москалев, Р. М. Рындин, *ЖЭТФ* **67**, 17 (1974).
41. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **39**, 1483 (1960).
42. В. Г. Горшков, Л. Н. Лабзовский, *Письма ЖЭТФ* **21**, 19 (1975).
43. I. Martinson, A. Gaupp, *Phys. Rep.* **C15**, 113 (1974).
44. G. Feinberg, J. Sucher, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 681 (1971).
45. W. R. Johnson, Chien-ping Lin, *Phys. Rev.* **A9**, 1486 (1974).
46. B. Schiff, C. Pekeris, *Y. Acad.*, *ibid.* **A4**, 885 (1971).
47. G. W. F. Drake, A. Dalgarno, *Astrophys. J.* **157**, 459 (1969).

48. Г. Л. Климчицкая, У. И. Сафронова, Л. Н. Лабзовский, *Опт. и спектр.* **38**, 838 (1975).
49. Y. Asad, C. L. Pekeris, B. Schiff, *Phys. Rev.* **A4**, 516 (1971).
50. А. М. Ермолаев, *ibid.* **A8**, 1651 (1973).
51. Г. Л. Климчицкая, Л. Н. Лабзовский, *Опт. и спектр.* **34**, 633 (1973).
52. И. П. Гольдман, В. Д. Кривченко, *Сборник задач по квантовой механике*, М., Гостехиздат. 1957.
53. В. А. Алексеев, Б. Я. Зельдович, И. И. Собоelman, *УФН* **118**, 385 (1976) (см. в этом номере журнала).
54. И. Б. Хриплович, *ЯФ* **21**, 1046 (1975).
55. M. Phillips, *Phys. Rev.* **88**, 202 (1952).
56. Е. Кондон, Г. Шортли, *Теория атомных спектров*, М., ИЛ, 1949.
57. P. A. Vandenbout et al., *Phys. Rev.* **165**, 88 (1968).
58. D. R. Bates, A. Damgaard, *Phil. Trans.* **A242**, 101 (1949).
59. И. И. Собоelman, *Введение в теорию атомных спектров*, М., Физматгиз, 1963.
60. P. M. Stone, *Phys. Rev.* **127**, 1151 (1962).
61. M. A. Bouchiat, L. Pottier, J. de Phys. (Lett.) **36**, L189 (1975).
62. Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова, *Опт. и спектр.* **14**, 167 (1963).
63. A. Gallagher, A. Lurio, *Phys. Rev.* **A136**, 87 (1964).
64. G. V. Marr, *Proc. Roy. Soc.* **A224**, 83 (1954).
65. G. V. Marr, R. Herpininstall, *Proc. Phys. Soc.* **87**, 293 (1966).
66. Н. П. Пенкин, И. Ю. Ю. Славенас, *Опт. и спектр.* **15**, 154 (1963).
67. A. Baghdadi, J. B. Halpern, E. B. Salomon, *Phys. Rev.* **A7**, 403 (1973).
68. T. Andersen, O. H. Madsen, G. Sørensen, *JOSA* **62**, 1118 (1972).
69. S. Svanberg, Thesis (Univ. of Gothenburg, May 1972) (цит. по ⁶⁸).
70. В. Н. Новиков, О. П. Сумков, И. Б. Хриплович, *ЖЭТФ* **70** (1975).
71. R. Hultgren et al., *Selected Values of the Thermodynamic Properties of the Elements*, American Society for Metals, 1973.
72. A. Flusberg, R. A. Weingarten, S. R. Hartman, *Phys. Lett.* **A43**, 433 (1973).
73. H. J. Mathieu, D. E. McClure, R. H. Muller, *Rev. Sci. Instr.* **45**, 798 (1974).
74. E. F. I. Roberts, A. Meadows, *J. Phys.* **E7**, 379 (1974).
75. Ю. А. Блюмкина, Ю. Б. Алгазин, А. В. Архипенко, К. К. Свисташов, *Опт. и спектр.* **39** (1975).
76. Н. Н. Непримеров, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **18**, 368 (1954).
77. A. M. Portis, D. Teaney, *J. Appl. Phys.* **29**, 1692 (1958).
78. С. Е. Бреслер, Э. Н. Казбеков, В. Н. Фомичев, *ЖТФ* **41**, 1237 (1971).
79. H. W. Moos, R. H. Sands, *Phys. Rev.* **135**, 591 (1964).
80. А. И. Вайнштейн, И. Б. Хриплович, *Письма ЖЭТФ* **20**, 80 (1974); *ЖЭТФ* **68**, 3 (1975).
81. Y. Masuda, A. G. Redfield, *Phys. Rev.* **125**, 159 (1962).
82. R. H. Hammond, W. D. Knight, *ibid.* **120**, 769 (1960).
83. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике*, т. 9, М., «Мир», 1967, стр. 252.
84. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, М., Физматгиз, 1962, стр. 321.
85. A. Di Giacomo, *Nucl. Phys.* **B11**, 411 (1969).
86. E. Samprani, *Lett. Nuovo Cimento* **4**, 982 (1970).
87. А. Л. Галанин, И. Я. Померанчук, *ДАН СССР* **86**, 251 (1952).
88. G. Kodovsky, M. Leon, *Nuovo Cimento* **B1**, 41 (1970).
89. В. Г. Горшков, А. И. Михайлов, А. Н. Москалев, *ЖЭТФ* **69**, 1507 (1975).
90. G. Feinberg, M. Y. Chen, Preprint CO-2271-41 (1974).
91. А. Н. Москалев, Р. М. Рындин, *ЯФ* **22**, 147 (1975).
92. H. Uberall, *Phys. Rev.* **114**, 1640 (1959).

