

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

НАБЛЮДЕНИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В АТОМАХ

Л. М. Барков, М. С. Золоторев, И. Б. Хрипович

С О Д Е Р Ж А Н И Е

1. Введение	409
2. Заряженные и нейтральные токи слабых взаимодействий	410
3. Обсуждение эффектов несохранения четности в атомах	411
а) Слабое взаимодействие электрона с ядром (411). б) Спиральная спираль (412). в) Простые оценки (414). г) Выбор объектов для поиска оптической актив- ности (417). д) Эффект Фарадея (418).	
4. Экспериментальное исследование слабого взаимодействия электронов с нуклонами	418
а) Краткий обзор экспериментов (418). б) Схема измерения малых уг- лов (420). в) Описание установки (423). г) Измерения и обработка резуль- татов (424).	
5. Расчет оптической активности паров таллия, свинца и висмута	432
6. Возможности дальнейшего исследования структуры слабых взаимодействий в экспериментах с тяжелыми атомами	439
Цитированная литература	440

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возникло новое направление физических исследований — изучение структуры слабого взаимодействия элементарных частиц методами атомной спектроскопии. Еще совсем недавно это направление многим физикам казалось не более чем своеобразной областью научной фантастики, а попытки обсуждения соответствующих опытов вызывали порой лишь веселое оживление аудитории. Тем не менее начиная с 1974 г. слабые взаимодействия в атомной физике стали темой не только теоретических, но и упорных экспериментальных исследований. Первый положительный результат был получен в начале 1978 г. В Институте ядерной физики СО АН СССР в Новосибирске было обнаружено, что пары атомарного висмута обладают оптической активностью, т. е. вращают плоскость поляризации проходящего через них света ^{1,2}. Оптическая активность — одна из самых ярких демонстраций несохранения четности, отсутствия симметрии между правым и левым: плоскость поляризации света предпочитает, скажем, левый поворот правому. Здесь нарушение четности впервые проявило себя как макроскопическое когерентное явление. С точки зрения современных представлений, наблюдавшееся нарушение четности можно объяснить существованием слабого взаимодействия электронов с нуклонами, обусловленного так называемыми нейтральными токами. Такое взаимодействие предсказывается моделями, единым образом описывающими электромагнитные и слабые взаимодействия элементарных

частиц. Важность же создания единой теории электромагнитных и слабых взаимодействий, не только внутренне непротиворечивой, но и подтвержденной экспериментально, трудно переоценить. Наблюдавшаяся в эксперименте величина эффекта находится в количественном согласии с предсказаниями одной из этих моделей, предложенной Вайнбергом³ и Саламом⁴.

Несохраняющее четность слабое взаимодействие электронов с нуклонами затем наблюдалось также в эксперименте совсем другого рода, выполненном на двухмиллион линейном ускорителе в Стэнфорде (США), в реакции глубоко неупругого рассеяния продольно поляризованных электронов на дейтонах и протонах⁵.

Открытие нового вида несохраняющего четность слабого взаимодействия электронов с нуклонами — пример того, как один из разделов физики (речь идет об атомной спектроскопии), давно ставший классическим, снова оказался на самом переднем крае познания природы. История эта вновь наглядно продемонстрировала внутреннее единство физики. Она еще раз показала, что время «комнатных» экспериментов в исследовании фундаментальных свойств материи отнюдь не кончилось.

В этой статье речь пойдет об изучении несохранения четности в атомных процессах, главным образом, в обычных M1-переходах в тяжелых атомах. Вполне естественно, что наиболее подробно будет рассказано об исследованиях, в которых авторы принимали участие.

2. ЗАРЯЖЕННЫЕ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Такие хорошо известные слабые процессы, как β -распад нейтрона

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

или переход на ядре нейтрино большой энергии в мюон происходят с изменением электрического заряда сильно взаимодействующих частиц — адронов. Матричные элементы этих процессов могут быть записаны в виде произведения адронного векторного тока на векторный ток лептонов: e, ν_e, μ, ν_μ . В связи с тем, что заряд частиц, входящих в каждый ток, меняется, эти токи принято называть заряженными. Взаимодействием заряженных токов описывается и чисто лептонный процесс — распад мюона

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

и такие чисто адронные процессы, как нелептонные распады гиперонов.

Между тем, известными нам законами сохранения не запрещены и процессы слабого взаимодействия адронов с лептонами, не сопровождающиеся передачей заряда, например, упругое рассеяние нейтрино, электрона или мюона на нуклоне. Токи, через которые выражаются амплитуды таких реакций, принято называть нейтральными. Нейтральные токи приводили бы и к чисто лептонным процессам, таким, как упругое рассеяние электрона на электроне или мюонного нейтрино на электроне. Наряду с заряженными токами они давали бы вклад и в рассеяние адронного нейтрино на электроне, и в ядерные силы, нарушающие четность. Подробнее вопрос о нейтральных токах применительно к атомным экспериментам рассмотрен, например, в обзоре⁶.

Возможность существования нейтральных токов обсуждалась уже давно. Однако особый интерес к ним возник в связи с тем, что их существование было предсказано едиными теориями электромагнитных и слабых взаимодействий (см., например, обзор⁷).

Экспериментально нейтральные токи были обнаружены на ускорителях в ЦЕРНе^{8,9} и в Батавии¹⁰. В этих опытах наблюдалось рассеяние мюонных нейтрино и антинейтрино на нуклонах и электронах, не сопровождающееся переходом нейтрино в мюоны.

Однако до недавнего времени не существовало экспериментальных данных о слабом взаимодействии электронов 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. Одна из возможностей здесь — изучение тонких атомных эффектов. Другая возможность состоит в переходе к более высоким энергиям, поскольку с ростом энергии слабое взаимодействие, в отличие от электромагнитного, растет по крайней мере до энергий в несколько десятков гигаэлектрон-вольт в системе центра масс сталкивающихся частиц (см., например, обзор¹¹). При этих же энергиях его вклад в сечение рассеяния сравнивается с электромагнитным. На существующих ускорителях и в атомной физике можно надеяться на обнаружение лишь качественно новых явлений, вызываемых слабым взаимодействием. Таким характерным свойством слабых взаимодействий, которое присуще только им, является несохранение четности.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭФФЕКТОВ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В АТОМАХ

Впервые возможные эффекты несохранения четности в атомах, обусловленные нейтральными токами, обсуждались Я. Б. Зельдовичем¹². Чрезвычайно важный шаг был сделан М. Бушья и К. Бушья, которые показали¹³, что эти эффекты в тяжелых атомах усилены настолько, что их наблюдение в индуцированных сильно запрещенных M1-переходах лежит на грани возможного.

а) Слабое взаимодействие электрона с ядром

Нарушающее пространственную четность, но инвариантное относительно обращения времени, взаимодействие электрона с нуклоном содержит в общем случае четыре независимые структуры⁶ и может быть представлено в следующем виде:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ -\bar{u}_e \gamma_\mu \gamma_5 u_e \left[\kappa_1 \bar{u}_N \gamma_\mu u_N + \frac{\kappa_3}{2m_p} i \partial_\nu (\bar{u}_N \sigma_{\mu\nu} u_N) \right] + \right. \\ \left. + \left[\kappa_2 \bar{u}_e \gamma_\mu u_e + \frac{\kappa_4}{2m} i \partial_\nu (\bar{u}_e \sigma_{\mu\nu} u_e) \right] \bar{u}_N \gamma_\mu \gamma_5 u_N \right\}; \quad (1)$$

здесь $G = 1,026 \cdot 10^{-5}/m_p^2$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, u_e и u_N — четырехкомпонентные дираковские волновые функции электрона и нуклона, m и m_p — массы электрона и протона, γ_μ — дираковские матрицы, $\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, $\sigma_{\mu\nu} = (1/2)(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$. Используется система единиц, где $\hbar = c = 1$. Безразмерные константы κ_i неизвестны, в их определении и состоит, по существу, цель обсуждаемых экспериментов.

Приведем аргументы в пользу того, что членами с производными в (1) можно пренебречь. Естественно ожидать, что «аномальный слабый момент» электрона κ_4 возникает подобно его аномальному магнитному моменту лишь за счет радиационных поправок и поэтому очень мал, $\sim \alpha/2\pi$. Слагаемое же с κ_3 можно опустить, поскольку оно содержит большую массу m_p в знаменателе. Опуская члены $\sim m_p^{-1}$ и в слагаемых, содержащих $\kappa_{1,2}$, приходим к следующему выражению для взаимодействия

электрона с нуклоном:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} (-\kappa_1 \psi^* \psi u_e^+ \gamma_5 u_e + \kappa_2 \psi^* \sigma_N \psi u_e^+ \alpha u_e); \quad (2)$$

здесь σ_N — нуклонные матрицы Паули, ψ — нерелятивистские двухкомпонентные волновые функции нуклона, $\alpha = \gamma_0 \gamma$. Используя формулу (2), нетрудно получить гамильтониан взаимодействия электрона с ядром:

$$H = -\frac{G}{\sqrt{2}} (Zq\rho(r) \gamma_5 - \Sigma(r) \bar{\alpha}), \quad (3)$$

$$Zq = Z\kappa_{1p} + (A - Z)\kappa_{1n}, \quad (3a)$$

$$\Sigma(r) = \kappa_{2p} \sum \sigma_p(r) + \kappa_{2n} \sum \sigma_n(r), \quad (3б)$$

$\rho(r)$ — плотность нуклонов в ядре, нормированная на единицу, $\sigma_p(r)$ и $\sigma_n(r)$ — одночастичные спиновые плотности протонов и нейтронов. Суммирование в (3б) ведется по всем Z протонам и $A - Z$ нейтронам ядра. Вектор $\langle \Sigma(r) \rangle$ направлен, очевидно, по спину ядра i . В отличие от выражений (1), (2), описывающих взаимодействие полей, электронного и нуклонного, гамильтониан (3) имеет обычный квантовомеханический смысл: это оператор, действующий в пространстве дираковских волновых функций электрона.

В тяжелых атомах второе слагаемое в (3) много меньше первого, так как из-за спаривания в ядре спинов протонов и нейтронов

$$|\Sigma(r)| \sim \kappa r(r) \ll Zq\rho(r) \sim Z\kappa r(r).$$

Поэтому в дальнейшем мы будем обсуждать в основном слабое взаимодействие, не зависящее от спина ядра. Полезно привести его нерелятивистскую форму:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{Zq}{2m} [\sigma p \delta(r) + \delta(r) \sigma p]; \quad (4)$$

здесь p и $\sigma/2$ — импульс и спин электрона. Ядро в этом пределе можно считать точечным, так что вместо плотности $\rho(r)$ здесь пишется δ -функция.

В модели Вайнберга — Салама ^{3,4}

$$\kappa_{1p} = \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta), \quad \kappa_{1n} = -\frac{1}{2}, \quad (5)$$

$$\kappa_{2p} = -\kappa_{2n} = -\frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta) \cdot 1,25,$$

где θ — независимый параметр теории. Предсказания этой модели при $\sin^2 \theta \approx 0,25$ хорошо согласуются сейчас со всей совокупностью экспериментальных данных по нейтральным токам. Заметим, что в таком случае константы $\kappa_{2p,n}$ численно малы, что приводит к дополнительному подавлению слагаемого, зависящего от спина ядра, в гамильтониане (3).

Обсуждаемое взаимодействие — псевдоскаляр и приводит поэтому к смешиванию атомных состояний с одинаковыми моментами, но с противоположной четностью. Из выражения (4) ясно, что оно смешивает только $s_{1/2}$ - и $p_{1/2}$ -состояния электрона. Это утверждение относится и к полному релятивистскому гамильтониану (3).

б) Спиновая спираль

Рассмотрим теперь наглядную картину, позволяющую качественно понять, как влияет смешивание уровней противоположной четности на структуру атома. Пусть к состоянию $s_{1/2}$, благодаря слабому взаимодействию примешивается $p_{1/2}$. Волновую функцию $s_{1/2}$ запишем, как обычно,

в виде

$$\frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_0(r) \chi, \quad (6)$$

где $R_0(r)$ — радиальная функция s -состояния, а χ — двухкомпонентный спинор, описывающий спиновое состояние электрона. Что же касается $p_{1/2}$, то его волновая функция также имеет две компоненты, поскольку полный момент этого состояния $j = 1/2$. Кроме того, она линейна по шаровой функции с $l = 1$, т. е. по орту радиус-вектора $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. Нетрудно видеть, что удовлетворяющая указанным требованиям волновая функция

$$\frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_1(r) (-\sigma \mathbf{n}) \chi \quad (7)$$

одновременно соответствует стандартному определению шаровых функций и обычному способу сложения моментов $l = 1$ и $s = 1/2$ в $j = 1/2$. Выбрав в качестве $R_1(r)$ радиальную функцию p -состояния, мы таким образом отождествляем (7) с волновой функцией состояния $p_{1/2}$.

Возникшая в результате смешивания волновая функция выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{\sqrt{4\pi}} [R_0(r) - i\eta R_1(r) \sigma \mathbf{n}] \chi. \quad (8)$$

То обстоятельство, что коэффициент смешивания $i\eta$ оказался мнимым, — следствие T -инвариантности слабого взаимодействия.

Действительно, оба слагаемых в (8) должны вести себя одинаково при T -отражении, а такая операция — это не только замена $\sigma \rightarrow -\sigma$ (очевидно, момент, как и импульс, меняет знак при обращении времени), но и перестановка начального и конечного состояний, т. е. эрмитово сопряжение волновой функции. Впрочем, то, что фаза примеси именно такова, легко проверить и непосредственно вычислением матричных элементов, скажем, гамильтониана (4).

Волновую функцию (8) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_0(r) \exp \left(-i\varphi \frac{\sigma \mathbf{n}}{2} \right) \chi, \quad (9)$$

откуда видно, что возникшая примесь эквивалентна локальному повороту спинора χ в исходном выражении (6) на угол

$$\varphi(r) = \arctg \frac{2\eta R_1(r)}{R_0(r)} \approx \frac{2\eta R_1(r)}{R_0(r)} \quad (10)$$

вокруг направления \mathbf{n} .

В частности, если в исходном состоянии $s_{1/2}$ спин был направлен вдоль оси z , то по мере удаления от начала координат $r = 0$ (напомним, что $R_1(0) = 0$) в плоскости xu у спина появляется проекция на эту плоскость, направленная по касательной к окружности с центром в начале координат. Возникшая конфигурация, изображенная на рис. 1, есть не что иное, как спиновая спираль^{14,15}. Заметим, что тип этой спирали, т. е. правая она или левая, не зависит, очевидно, от того, как именно ориентирован спин при $z = 0$. Неудивительно поэтому, что той же спиралью характеризуется и неполяризованное состояние атома.

Любопытно выглядит и распределение тока в таком атоме. Наряду с обычным циркулярным током, протекающим в плоскости, ортогональ-

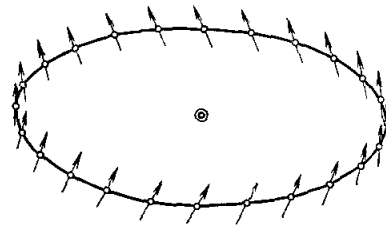


Рис. 1. [Спиновая спираль.]

ной моменту, имеется компонента, соответствующая току в обмотке, навитой на тор ¹⁴. Для такого источника электромагнитного поля А. С. Компанейцем было предложено название анаполь.

Вполне естественно, что вероятности испускания подобным атомом право- и левополяризованных фотонов различны; иными словами, излучение оказывается циркулярно поляризованным. Это и означает нарушение четности в атомных переходах.

в) Простые оценки

Рассмотрим теперь для определенности магнитно-дипольный переход в атоме. Благодаря слабому взаимодействию, и к верхнему, и к нижнему уровню примешиваются состояния противоположной четности. В результате амплитуда M1-перехода $A(M1)$ приобретает примесь E1-амплитуды $A(E1)$. Поскольку четности операторов M1- и E1-переходов различны, то разными оказываются и относительные знаки примеси для право- и левополяризованных квантов. Можно показать далее, что в силу T-инвариантности M1- и E1-амплитуды максимально интерферируют. Таким образом, излучение становится циркулярно поляризованным со степенью поляризации

$$P = \frac{W_+ - W_-}{W_+ + W_-} = 2 \sum_n \eta_n \frac{A_n(E1)}{A(M1)}. \quad (11)$$

Суммирование в (11) ведется по всем состояниям противоположной четности, примешивающимся к верхнему и нижнему уровням.

Приведем простую оценку степени циркулярной поляризации в тяжелых атомах. Как было впервые отмечено в работе ¹³, коэффициент смешивания

$$\eta = \frac{\langle H \rangle}{\Delta E} \sim GZ \frac{|\psi(0)|^2}{\Delta E} \frac{\hbar}{m} R^n \quad (12)$$

(см. (3), (4)) растет с зарядом ядра Z быстрее, чем Z^3 . Нетрудно понять, почему это происходит *). В области $r \sim a$, где ядро экранировано остальными электронами, потенциальная энергия внешнего электрона $V \sim -\alpha/r$. А так как именно в этой области электрон находится больше всего, то и полная энергия электрона $E \sim -\alpha/a$. С другой стороны, при $r \ll a/Z^{1/3}$ экранировка ядра несущественна и потенциальная энергия, равная $V(r) \approx -Z\alpha/r$, по модулю много больше полной. На расстояниях же $r \gg a/Z$ волновая функция ψ внешнего электрона квазиклассична, так что в интервале $a/Z \ll r \ll a/Z^{1/3}$ для нее справедлива оценка

$$\psi(r) \sim \frac{1}{r \sqrt{p(r)}} \sim \frac{1}{r \sqrt{V(r)}} \quad (13)$$

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 эту оценку по порядку величины и при $r \sim a/Z$, находим, что

$$\psi\left(\frac{a}{Z}\right) \sim \sqrt{Z}.$$

Так как при $r \ll a/Z^{1/3}$ электрон движется в поле неэкранированного ядра с зарядом Z , то его волновая функция в этой области отличается от водородоподобной лишь нормировкой, причем аргументом ее служит rZ/a .

*) Соображения, изложенные ниже, в основном заимствованы из книги Ландау и Лифшица ¹⁵.

Ясно поэтому, что при $r \ll a/Z$, и в частности, при $r \rightarrow 0$, если только ψ -функция там не обращается в нуль, также верна оценка

$$\psi(0) \sim \sqrt{Z}. \quad (14)$$

Этот рост с Z значений волновой функции валентного электрона вблизи ядра хорошо известен и экспериментально, например, по зависимости от Z изотопического смещения в тяжелых атомах и сверхтонкой структуры. На малых расстояниях, вблизи неэкранированного ядра, скорость электрона также линейно растет с Z :

$$\frac{p}{m} \sim Z\alpha. \quad (15)$$

Энергетический интервал между смешивающимися уровнями $\Delta E \sim m\alpha^2$. Множитель R возникает из-за релятивистских эффектов на малых расстояниях, которые увеличивают притяжение электрона к ядру. Этот релятивистский фактор усиления резко растет при больших Z и достигает значений ~ 10 при $Z \approx 80$. В итоге,

$$\eta \sim \frac{Gm^2\alpha^3 Z^3 R}{\pi}. \quad (16)$$

Характерная величина E1-амплитуды

$$A(E1) \sim ea = \frac{e}{m\alpha}. \quad (17)$$

Порядок величины обычного M1-перехода — боровский магнетон:

$$A(M1) \sim \frac{e}{m}. \quad (18)$$

Таким образом, для этих переходов степень циркулярной поляризации

$$P \sim \frac{Gm^2\alpha Z^3 R}{\pi}, \quad (19)$$

что составляет величину $\sim 10^{-7}$ при $Z \approx 80$

Исходное предложение Бушья¹³ относилось к сильно запрещенному M1-переходу $6s_{1/2} - 7s_{1/2}$ в цезии. При амплитуде $A(M1) \sim 10^{-4} e/m$ здесь можно ожидать циркулярной поляризации $P \sim 10^{-4}$. Затем было отмечено^{17,18}, что в аналогичных переходах в таллии, благодаря большему Z , циркулярная поляризация должна быть примерно еще на порядок больше. Соответствующие эксперименты с цезием и таллием ведутся во Франции и США.

Другое направление исследований было предложено в работах¹⁹⁻²¹. Речь идет об изучении оптической активности паров тяжелых металлов вблизи обычных M1-переходов. Именно в таком эксперименте с висмутом¹ и было открыто нарушающее четность слабое взаимодействие электрона с ядром.

Возникновение оптической активности за счет слабого взаимодействия *) становится очевидным, если вспомнить обсуждавшуюся выше спиновую спираль. Вполне естественно, что газ атомов, обладающих такой структурой, вращает плоскость поляризации света подобно раствору сахара, молекулы которого сами по себе имеют форму спирали. Но есть и принципиальное отличие между ними: молекулы сахара имеют две модификации, левую и правую, а атомы — только одну.

*) Впервые то обстоятельство, что несохранение четности приводит к появлению оптической активности, было отмечено Я. Б. Зельдовичем¹².

Заметим, что обсуждаемая естественная оптическая активность служит когерентным²² макроскопическим проявлением несохранения четности. Действительно, эффект возникает за счет отличия коэффициентов преломления n_+ и n_- для правых и левых квантов, а само наличие коэффициента преломления, точнее, его отклонение от единицы, обусловлено когерентным рассеянием вперед света на атомах среды. (Вывод соотношения между коэффициентом преломления и амплитудой рассеяния вперед содержится, например, в книге¹⁶, § 142.) Это отличие в коэффициентах преломления приводит к разности фаз правой и левой составляющих линейно поляризованной волны, причем угол поворота плоскости поляризации пропорционален этому сдвигу фаз, линейно растущему с длиной пути. В линейном росте эффекта с размерами системы и заключается его макроскопичность.

Выразим величину оптической активности вещества через степень циркулярной поляризации излучения. Элементарное рассмотрение показывает, что угол поворота плоскости поляризации света с длиной волны λ на пути l составляет

$$\psi = \frac{\pi l}{\lambda} \operatorname{Re}(n_+ - n_-). \quad (20)$$

Мы используем принятое в оптике определение, по которому вращение считается положительным, если плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке с точки зрения наблюдателя, смотрящего на источник. Поскольку степень циркулярной поляризации P — это не что иное, как относительное отличие во взаимодействии правых и левых квантов с веществом, то ее можно представить в виде

$$P \approx \frac{1}{2} \frac{\operatorname{Re}(n_+ - n_-)}{\operatorname{Re}(n - 1)}. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (20), приходим к искомому соотношению:

$$\psi = 2\pi \frac{l}{\lambda} P \operatorname{Re}(n - 1). \quad (22)$$

При первом взгляде на формулу (22) могло бы возникнуть впечатление, что эффект можно сделать сколь угодно большим за счет увеличения l . Однако на самом деле это не так из-за поглощения света. Для оценки оптимальных условий измерений удобно представить угол поворота ψ в следующем виде:

$$\psi = \frac{1}{2} \frac{l}{L} P \frac{\operatorname{Re}(n - 1)}{\operatorname{Im} n}, \quad (23)$$

где длина поглощения L определяется формулой

$$L^{-1} = \frac{4\pi}{\lambda} \operatorname{Im} n. \quad (24)$$

Коэффициент преломления, а вместе с ним в силу соотношения (22) и оптическая активность, достигают максимума в окрестности линии поглощения. В этой области величины $\operatorname{Re}(n - 1)$ и $\operatorname{Im} n$ сравнимы и

$$\psi \sim P \frac{l}{L}. \quad (25)$$

Как уже отмечалось, угол ψ определяется разностью фаз правой и левой составляющих плоско поляризованной волны. Поэтому флуктуация $\Delta\psi$ связана с флуктуацией числа зарегистрированных фотонов $\Delta N \sim \sqrt{N}$ обычным соотношением неопределенности

$$\Delta\psi \sim \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Поскольку число фотонов, прошедших исследуемый образец, зависит от его длины l по закону $N = N_0 e^{-l/L}$, то статистическая неопределенность в величине степени циркулярной поляризации составляет в силу приведенных соотношений

$$\Delta P \sim \Delta \psi \frac{L}{l} \sim \frac{1}{\sqrt{N_0}} \frac{L}{l} e^{l/2L}. \quad (26)$$

Легко видеть отсюда, что минимальная статистическая ошибка в измерении эффекта достигается при $l \sim L$ (точнее, $l = 2L$). В этих условиях, при $\operatorname{Re}(n - 1) \sim \operatorname{Im} n$

$$\psi \sim P.$$

Для нормальных М1-переходов, лежащих в оптической области, нетрудно добиться в реальных условиях, чтобы отношение l/L было близко к единице. Таким образом, в этих переходах $\psi \sim P \sim 10^{-7}$. В сильно запрещенных М1-переходах, выигрывая линейно по запрету в степени циркулярной поляризации P , мы квадратично проигрываем при прочих равных условиях в коэффициенте поглощения L^{-1} . Поэтому мы сильно проигрываем здесь и в величине угла поворота ψ .

Заметим, что в разрешенном Е1-переходе степень циркулярной поляризации ничтожно мала, поскольку в выражении (11) амплитуды A (Е1) и A (М1) меняются местами, так что P оказывается в $\alpha^{-1} = 137$ раз меньше, а не больше, чем коэффициент смешивания η . А поскольку в множителе l/L заметно выиграть нельзя, ничтожно мал здесь и угол поворота ψ . Чрезвычайно мала оптическая активность и вблизи электрических квадрупольных (Е2)-переходов, поскольку и в этом случае отношение примесной магнитной квадрупольной (М2) амплитуды к основной $A(М2)/A(Е2) \sim \alpha$, а не α^{-1} . Таким образом, нормальные М1-переходы оптимальны для поисков оптической активности, связанной с несохранением четности.

г) Выбор объектов для поиска оптической активности

Начнем с требований, предъявляемых к источнику света. Как нетрудно показать с помощью формулы (26), он должен обладать достаточно высокой интенсивностью. Затем, из-за того, что эффект имеет резонансный характер, эта интенсивность должна быть сосредоточена в полосе, сравнимой с шириной линии поглощения. Наконец, источник света должен быть перестраиваемым, чтобы попасть на заданную линию. (Более конкретное обсуждение перечисленных условий содержится в следующей главе.) В силу этих требований наиболее подходящими источниками света оказываются перестраиваемые лазеры *).

Выбор подходящих элементов для поисков оптической активности определяется наличием в них обычных М1-переходов из основного состояния, лежащих в видимой области спектра или вблизи нее, где работают перестраиваемые лазеры, большим Z и, наконец, заметным давлением паров при разумной температуре. Этим условиям удовлетворяют таллий, свинец и висмут (соответственно, $Z = 81, 82, 83$). В реальной ситуации

*) Подчеркнем в связи с этим, что исследование слабого взаимодействия элементарных частиц в обсуждаемых оптических экспериментах фактически стало возможным благодаря бурному развитию лазерной техники в последние годы.

отношение $\text{Re}(n - 1)/\text{Im } n$ сравнимо с единицей в висмуте и может достигать 60—70 в таллии и свинце. Поскольку в этих элементах циркулярная поляризация $P \sim 10^{-7}$, углы поворота достигают величин $\sim 10^{-7}$ рад в висмуте и $\sim 10^{-5}$ рад в таллии и свинце. Однако с точки зрения подходящих источников света таллий и свинец, в которых длина волны обсуждаемых переходов $\lambda = 1,3$ мкм, пока менее удобны

д) Эффект Фарадея

В заключение этой главы остановимся на серьезной проблеме, которую представляют магнитные поля, также приводящие, как известно, к вращению плоскости поляризации света. Если вращение, обусловленное несохранением четности, возникает благодаря зависимости коэффициента преломления n от спиральности фотона, т. е. от проекции его спина на импульс, то магнитное вращение, эффект Фарадея, — следствие зависимости n от проекции спина фотона на направление магнитного поля \mathbf{H} . Поскольку \mathbf{H} — аксиальный вектор, то такая корреляция, в отличие от спиральности, — истинный скаляр.

Существует несколько механизмов, вызывающих эффект Фарадея. Укажем два из них, которые дают основной вклад в реальных условиях. Во-первых, из-за зеемановского расщепления уровней в магнитном поле возникает различие в резонансных частотах для право- и левополяризованных квантов. Продольное магнитное поле H , приводящее таким путем к имитации эффекта несохранения четности, оценивается из очевидного соотношения $(e/m) H/\Delta < P$, где $\Delta = \omega - \omega_0$ — отклонение частоты света ω от резонансной ω_0 , а P — степень циркулярной поляризации. Отсюда при $P \sim 10^{-7}$ вытекает требование $H < 10^{-4} - 10^{-3}$ Гс. Другой, не столь широко известный механизм имеет место при отличном от нуля спине ядра. В этом случае магнитное поле приводит к смешиванию сверхтонких состояний с разным полным моментом атома F , но одним и тем же F_z . Ограничение на поле, следующее из соотношения $(e/m) H/\Delta_{\text{ст}} < P$, где $\Delta_{\text{ст}}$ — энергия сверхтонкого расщепления, таково: $H < 10^{-3}$ Гс. Заметим, что подобно вращению, обусловленному несохранением четности, и в отличие от зеемановского вращения, этот эффект — нечетная функция отстройки Δ .

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С НУКЛОНАМИ

а) Краткий обзор экспериментов

Хотя первые достаточно реальные предложения по поиску эффектов несохранения четности в атомах относились к измерению циркулярной поляризации в сильно запрещенных M1-переходах, в соответствующих экспериментах с цезием и таллием еще не достигнута необходимая точность. К настоящему времени эти эксперименты, ведущиеся во Франции и США, привели к определению амплитуд самих переходов^{23,24}. Что же касается степени циркулярной поляризации, то результаты экспериментов в таллии²⁵ не противоречат предсказаниям теории^{29,30}, но имеют статистическую ошибку на уровне этих предсказаний. По положению на сентябрь 1979 г., эксперимент с цезием²⁶ имеет статистическую ошибку, также равную теоретическим предсказаниям^{27,28}. Однако авторы не приводят пока результатов измерений.

Эксперименты по поиску эффектов несохранения четности в атомарном водороде и дейтерии готовятся в настоящее время несколькими груп-

нами. Эти опыты чрезвычайно трудны. Мы не останавливаемся на них, а отсылаем читателя к оригинальным работам ³¹⁻³⁵.

Эксперименты по поиску естественной оптической активности были предложены почти одновременно в Институте ядерной физики (Новосибирск, СССР) ¹⁹, Оксфордском университете (Оксфорд, Англия) ²⁰ и университете штата Вашингтон (Сиэтл, США) ²¹. В Новосибирске подготовка эксперимента началась летом 1974 г. Примерно в то же время к ней приступили в Сиэтле и Оксфорде. Во всех лабораториях для экспериментов был выбран висмут.

Основное состояние атома висмута относится к конфигурации $6p^3$, т. е. в нем имеется три внешних р-электрона поверх заполненных оболочек. Нормальные М1-переходы возможны только между уровнями, принадлежащими к одной электронной конфигурации. Схема таких переходов из основного состояния висмута дана на рис. 2.

Результаты расчетов степени циркулярной поляризации излучения в этих переходах приведены в табл. I. Для полноты здесь же даны значения этой величины для нормальных М1-переходов [в] таллии и свинце.

В Новосибирске и Оксфорде была выбрана для работы красная линия висмута ($\lambda = 648$ нм), исходя из того, что на ней в качестве источника света можно использовать надежно работающий перестраиваемый лазер

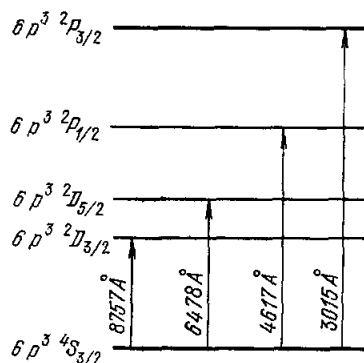


Рис. 2. Схема М1-переходов атомарного висмута.

Таблица I

Циркулярная поляризация излучения в таллии, свинце и висмуте (все числа приведены для $\sin^2 \theta = 0,25$)

λ , нм	Tl	Pb	Bi				Литература
	1283	1279	876	648	462	301	
$P \cdot 10^7$	3,4	2,4	2,9	3,8	6,5	8,3	36, 37
	2,8		3,6				38
			2,4	2,8			39
	4,3		2,4				39, 40

на красителе, непрерывного действия, с достаточно узкой линией. Недостаток этого перехода состоит в том, что он лежит в области, покрытой достаточно плотным спектром молекулярного висмута (парциальные давления паров атомарного и молекулярного висмута примерно равны). Этот недостаток отсутствует у инфракрасной линии ($\lambda = 876$ нм), в ее окрестности молекулярный спектр очень слаб. Поэтому в Сиэтле остановились на ней ⁴¹, несмотря на то, что пришлось использовать импульсный лазер с довольно широкой линией (параметрический генератор).

Эксперименты по поиску оптической активности ведутся также в Физическом институте им. Лебедева в Москве ⁴².

б) Схема измерения малых углов

Как можно измерить ничтожно малые углы поворота плоскости поляризации, имеющие порядок величины 10^{-7} рад? Казалось бы, достаточно поместить исследуемый образец между скрещенными поляризатором и анализатором, и тогда можно определить этот угол по интенсивности прошедшего света

$$I' = I \sin^2 \psi \approx I\psi^2,$$

где I — интенсивность света, падающего на анализатор. Однако в реальных условиях дело обстоит не так просто. Дело в том, что при скрещенных поляризаторе и анализаторе интенсивность прошедшего света вовсе не равна нулю, а ослабляется в лучшем случае только в 10^7 раз. Очевидно,

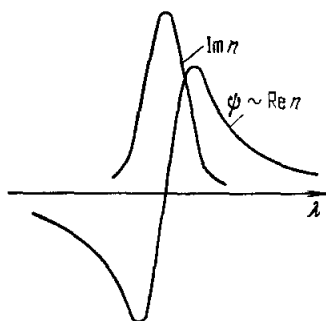


Рис. 3. Ожидаемая зависимость угла поворота плоскости поляризации и поглощения света от длины волны в районе M1-перехода.

что в этих условиях зарегистрировать ничтожное изменение интенсивности света, вызванное поворотом плоскости поляризации на угол $\sim 10^{-7}$ рад, практически невозможно. Мало того, поскольку наблюдение таких углов связано с большим временем накопления сигнала, то всевозможные дрейфы оптических элементов и электроники также делают подобные измерения практически невозможными.

В схемах, которые действительно измеряют малые углы, используется модуляционная методика. Для этого к углу ψ добавляют опорный угол θ , так что интенсивность прошедшего света становится равной

$$I' = I [\sin^2 (\theta + \psi) + \delta^2] \approx I (\theta^2 + 2\theta\psi + \delta^2); \quad (27)$$

здесь $I\delta^2$ — интенсивность света, проходящего через скрещенные поляризатор и анализатор.

В стандартной схеме измерений используется модуляция опорного угла θ с помощью фарадеевской ячейки. Свет от источника проходит через поляризатор, фарадеевскую ячейку, исследуемый образец, анализатор, пропускающий свет с поляризацией, ортогональной поляризатору, и детектируется фотоприемником. Фарадеевская ячейка представляет собой прозрачное для света вещество с достаточно большой константой Верде (тяжелый флинт, дистиллированная вода и т. д.), помещенное в переменное продольное магнитное поле. Обычно используемые частоты переменного магнитного поля лежат в диапазоне от 0,1 до 1 кГц. Таким образом, сигнал с фотодетектора пропорционален

$$V \sim I (\theta^2 \sin^2 \Omega t + 2\theta\psi \sin \Omega t + \delta^2), \quad (28)$$

где Ω — частота модуляции опорного угла. Первая гармоника этой частоты в сигнале с фотодетектора, пропорциональная измеряемому сигналу, регистрируется синхронным детектором.

Для изучения оптической активности, обусловленной несохранением четности, в Новосибирске была разработана новая частотно-модуляционная методика измерений^{43,44}. В предложенной схеме модулируется длина волны света, поэтому если четность не сохраняется, то при прохождении длины волны через резонанс угол поворота плоскости поляризации ψ_{PNC} резко меняется (рис. 3). При сканировании длины волны симметрично относительно центра линии поглощения интенсивность света, прошедшего

анализатор,

$$I' \approx I(t) \theta^2 \left(1 + \frac{2\psi_{\text{PNC}}}{\theta} + \frac{\delta^2}{\theta^2} \right), \quad (29)$$

содержит первую гармонику (точнее, нечетные гармоники) только при наличии эффекта несохранения четности, поскольку $I(t)$ имеет лишь четные гармоники. Для небольших амплитуд сканирования сигнал первой гармоники пропорционален $\partial\psi_{\text{PNC}}/\partial\lambda$. Таким образом, в отличие от обычных схем измерения малых углов поворота плоскости поляризации, предложенная схема измеряет фактически производную этих углов по длине волны.

В предыдущих рассуждениях молчаливо подразумевалось, что угол θ между осями поляризатора и анализатора мал. Для выбора оптимального значения этого угла, рассмотрим, как зависит от него отношение полезного

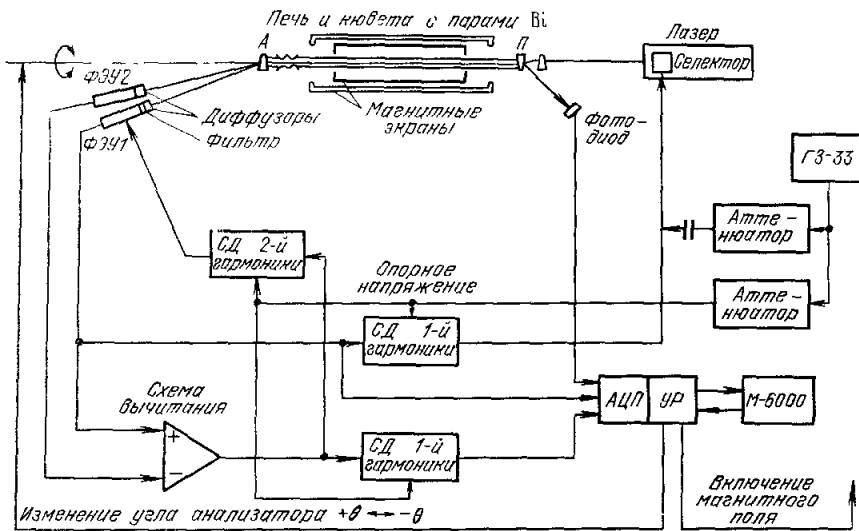


Рис. 4. Схема эксперимента.

сигнала к шуму. В предположении, что шум чисто статистический, а оптическая система идеальна, это отношение не зависит от угла θ , поскольку и полезный сигнал $I\theta^2$ и статистический шум $\sqrt{I\theta^2}$ пропорциональны θ . Однако, как уже упоминалось выше, из-за несовершенства поляризатора и анализатора интенсивность прошедшего через них света при $\theta = 0$ составляет $I\delta^2$. Поэтому использование углов θ , меньших, чем δ , ухудшает отношение полезного сигнала к шуму. С другой стороны, при углах θ , больших, чем δ , уменьшается относительная величина полезного сигнала в измерительном канале, а это предъявляет более жесткие требования к электронике и к допустимой величине различных ложных эффектов. Исходя из этих соображений, в эксперименте использовались углы θ в интервале от 10^{-3} до $4 \cdot 10^{-3}$ рад. Схема эксперимента по измерению оптической активности паров висмута приведена на рис. 4. В качестве источника света использовался перестраиваемый лазер на красителях фирмы «Спектра-Физикс», модель 375. Эта модель лазера имеет ширину линии генерации около 0,1 Å и не позволяет быстро сканировать длину волны. Для использования предложенной методики было необходимо быстро перестраивать длину волны излучения лазера и иметь существенно более

узкую линию генерации. С этой целью был предложен и реализован новый метод селекции продольных мод лазера ⁴⁵. В лазер был введен дополнительный элемент — селектор, который обеспечил одночастотный перестраиваемый режим работы с выходной мощностью в пучке до 15 мВт. Использование селектора позволяло сканировать длину волны излучения дискретно с шагом 0,006 Å, с частотой сканирования до нескольких кГц и амплитудой до 10 доплеровских ширин линии. Реально в эксперименте частота сканирования выбиралась равной 1 кГц, а амплитуда — одной-двум доплеровским ширинам. Свет, промодулированный по длине волны с частотой 1 кГц, проходил через поляризатор, кювету с парами висмута и анализатор. В качестве поляризатора и анализатора использовались призмы из исландского шпата с углом при вершине 12°. Оси поляризатора и анализатора были установлены под углом θ друг к другу. Специальная механическая система позволяла изменять знак угла θ .

Анализатор расщепляет свет на два луча со взаимно ортогональными поляризациями, один из которых в θ^{-2} раз слабее другого. Каждый из двух лучей детектировался фотоумножителем ФЭУ-79 (квантовый выход при $\lambda = 648$ нм равен 5%). Перед фотоумножителями были расположены специальные полости для диффузного рассеивания света. Без них неоднородность фотокатодов в сочетании с изменением структуры и смещением лазерного луча, возникающими при перестройке длины волны, приводит к большим ложным эффектам. Перед фотокатодом ФЭУ-1 регистрирующего яркий луч, для частичного выравнивания интенсивностей, располагался серый фильтр с коэффициентом ослабления $\approx 10^3$.

Сигналы с фотоумножителей зависят от θ и ψ_{PNC} следующим образом:

$$V_1(t) \sim I(t) \cos^2(\theta + \psi_{\text{PNC}}(t)) \approx I(t), \quad (30a)$$

$$V_2(t) \sim I(t) \sin^2(\theta + \psi_{\text{PNC}}(t)) \approx I(t) \theta^2 \left(1 + \frac{2\psi_{\text{PNC}}(t)}{\theta} \right). \quad (30б)$$

Поскольку сигнал с ФЭУ-1 не зависит от измеряемого эффекта, то при сканировании длины волны лазера симметрично относительно центра линии он должен содержать только четные гармоники частоты сканирования. Так как в эксперименте оптическая длина паров висмута равна нескольким длинам поглощения, то V_1 зависит от времени очень сильно. Поэтому при неточной настройке на центр линии поглощения в сигнале V_1 появляется первая гармоника частоты сканирования. В зависимости от того, в какую сторону от центра линии произошло смещение, фаза первой гармоники сигнала меняется на 180°. Сигнал V_1 синхронно детектировался на первой гармонике частоты сканирования, усиливался и подавался на селектор лазера для автоматической подстройки длины волны. Эта обратная связь обеспечивала отсутствие первой гармоники в $I(t)$ на уровне лучше, чем 10^{-3} .

Напряжение на фотоумножителях подбиралось таким образом, чтобы сигналы V_1 и V_2 были практически равны друг другу. Эти сигналы подавались на схему вычитания. В случае их равенства разностный сигнал $V \sim I(t) \theta \partial\psi_{\text{PNC}}/\partial\lambda$ может содержать первую гармонику только через зависимость ψ_{PNC} от длины волны. Для поддержания хорошего качества вычитания V_1 и V_2 использовалось то обстоятельство, что при их неравенстве в сигнале V появляется большой уровень второй гармоники, фаза которой зависит от того, какой из сигналов, V_1 или V_2 , больше. Разностный сигнал V синхронно детектировался на второй гармонике частоты сканирования и управлял напряжением питания ФЭУ-1. Эта обратная связь обеспечила качество вычитания на уровне лучше, чем 10^{-3} .

В результате использования обеих обратных связей ложный сигнал первой гармоники должен соответствовать эффективному углу поворота $2\psi_{\text{эфф}}/\theta \leq 10^{-6}$ (см. формулы (30)), что при используемых углах θ составляет $\psi_{\text{эфф}} \leq 10^{-9}$ рад.

Однако в эксперименте уровень первой гармоники в сигнале, как будет видно из дальнейшего, определялся не только электроникой. Для дополнительного подавления ложных сигналов измерения проводились поочередно при двух значениях $+\theta$ и $-\theta$ опорного угла. Разность средних значений V_+ и V_- для этих двух случаев служила мерой несохранения четности. Угол поворота определялся соотношением $\psi_{\text{экс}} = (\partial\psi/\partial\lambda) \Delta\lambda$ и связан с результатами измерений следующим образом:

$$\frac{4\psi_{\text{экс}}}{\theta} = \frac{V_+ - V_-}{V_2 K},$$

где K — коэффициент усиления схемы вычитания и синхронного детектора первой гармоники.

в) Описание установки

Для получения паров висмута использовалась печь, конструкция которой приведена на рис. 5. Печь работала по принципу тепловой трубы. Кювета с парами висмута была соединена с большим балластным объемом, наполненным гелием. При нагревании печи, когда температура кюветы

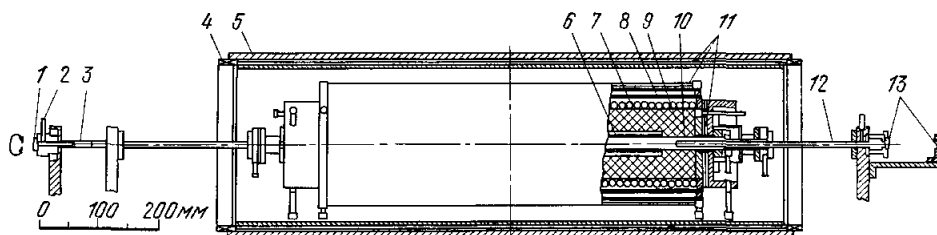


Рис. 5. Печь и кювета с парами висмута.

1 — призма анализатора, 2 — напуск гелия, 3 — подвижное уплотнение, 4 — катушка, 5 — стальной корпус, 6 — нагреватель, 7 — охлаждение, 8 — секционная катушка, 9 — теплоизоляция, 10 — керамическая кювета, 11 — магнитные экраны, 12 — коллиматоры, 13 — призма поляризатора.

достигала такого значения, при котором давление насыщенных паров висмута становилось равным давлению гелия в системе, гелий вытеснялся и в центральной части кюветы оставались только пары висмута. В такой системе при изменении подводимой мощности меняется не температура и соответственно давление паров, а только длина области запытой ими. Входным и выходным окнами кюветы служили призмы поляризатора и анализатора. Холодный гелий у торцов кюветы предохранял их от напыления висмутом.

Чтобы не создавать постоянное магнитное поле, которое приводит к повороту плоскости поляризации и может имитировать эффект несохранения четности, нагреватель запитывался переменным током с частотой 50 Гц. Чтобы и переменное поле в системе было мало, он был выполнен в виде двойной спирали. Для подавления внешних магнитных полей печь и кювета были помещены в двойной магнитный экран из отожженного пермаллоя, что позволило уменьшить магнитное поле в центральной части

кюветы до величины, меньшей чем $2 \cdot 10^{-5}$ Гс. Использование корректирующих катушек, расположенных на торцах наружного экрана, позволило получить такое поле на длине до 60 см. Измерения магнитного поля проводились феррозондовым датчиком ⁴⁶.

В конструкции установки были приняты меры по устранению контактов разнородных металлов, что позволило исключить появление магнитных полей за счет термо-э. д. с., возникающих при нагревании печи. Окончательным критерием малой величины остаточного поля в нагретой кювете служило отсутствие магнитного вращения при измерениях на тех атомных линиях, где фарадеевское вращение существует, а эффект, обусловленный несохранением четности, заведомо отсутствует.

Внутри экрана располагалась дополнительная катушка, состоящая из семи секций, которая использовалась для измерения распределения плотности паров висмута вдоль оси кюветы. С этой целью, при поочередном включении секций катушки, измерялось фарадеевское вращение на линиях, где оно велико.

Электронная часть схемы эксперимента содержит ряд специально разработанных устройств ⁴⁵. Блоки, обозначенные на рис. 4 как синхронные детекторы, включают в себя узкополосные усилители на частоты 1043 и 2086 Гц соответственно. Возможность дискретной регулировки времени интегрирования синхронных детекторов и полного коэффициента усиления полезного сигнала первой гармоники с ФЭУ-2, предусмотренная в схеме, часто использовалась на первых, наиболее трудных этапах эксперимента.

В последних измерениях использовалась автоматическая система управления, контроля, сбора и обработки данных, выполненная в стандарте КАМАК и подключенная к ЭВМ М-6000. Сигнал с синхронного детектора первой гармоники, пропорциональный измеряемому эффекту, интенсивность падающего и прошедшего света заносились через аналого-цифровой преобразователь (АЦП) в память машины. Специальный блок быстрого АЦП ⁴⁷ записывал информацию о форме линии поглощения. Блок управляемых реле совершал по программе переброс угла призмы анализатора $+\theta \leftrightarrow -\theta$, а также управлял схемой, которая синхронно с перебросом угла θ меняла на 180° фазу питания нагревательного элемента печи. Переброс фазы нагревателя делался из следующих соображений. Нагревательный элемент создавал небольшое переменное магнитное поле с частотой 50 Гц вдоль оси кюветы с парами висмута. Несущая частота 1 кГц имеет также небольшую модуляцию на частоте 50 Гц. В результате это переменное фарадеевское вращение паров висмута может регистрироваться, как эффект. Были предприняты специальные меры по выявлению и подавлению этой наводки. Поскольку полезным сигналом служит разность первой гармоники при положениях опорного угла $+\theta$ и $-\theta$, синхронный переброс фазы питания нагревателя и угла θ автоматически обеспечивает вычитание указанного ложного сигнала. Программа обеспечивала возможность работы в режиме измерения эффекта несохранения четности и фарадеевского вращения. Запуск программ и ввод нужных параметров осуществлялся с видеотона.

г) Измерения и обработка результатов

Хотя работа началась летом 1974 г., однако лазер на красителях был получен только в апреле 1976 г. К этому времени была подготовлена электронная аппаратура, печь и система магнитных экранов. К концу 1976 г. удалось существенно модифицировать лазер, перевести его в одночастотный, перестраиваемый режим генерации. После этого был снят

спектр поглощения паров висмута в районе нескольких ангстрем, где должны были наблюдаться линии сверхтонкой структуры перехода 648 нм.

Переход $^4S_{3/2} - ^2D_{5/2}$, на котором проводились измерения несохранения четности, может идти как магнитный дипольный и как электрический квадрупольный. Так как спин ядра висмута равен $9/2$, то сверхтонкая структура этого перехода состоит из 12 линий с $\Delta F = 0, \pm 1$ и 6 линий с $\Delta F = \pm 2$. Линиям с $\Delta F = 0, \pm 1$ соответствуют магнитно-дипольные переходы с примесью квадрупольных. На них и измерялся эффект несохранения четности. Переходы с $\Delta F = \pm 2$ чисто квадрупольные, так что

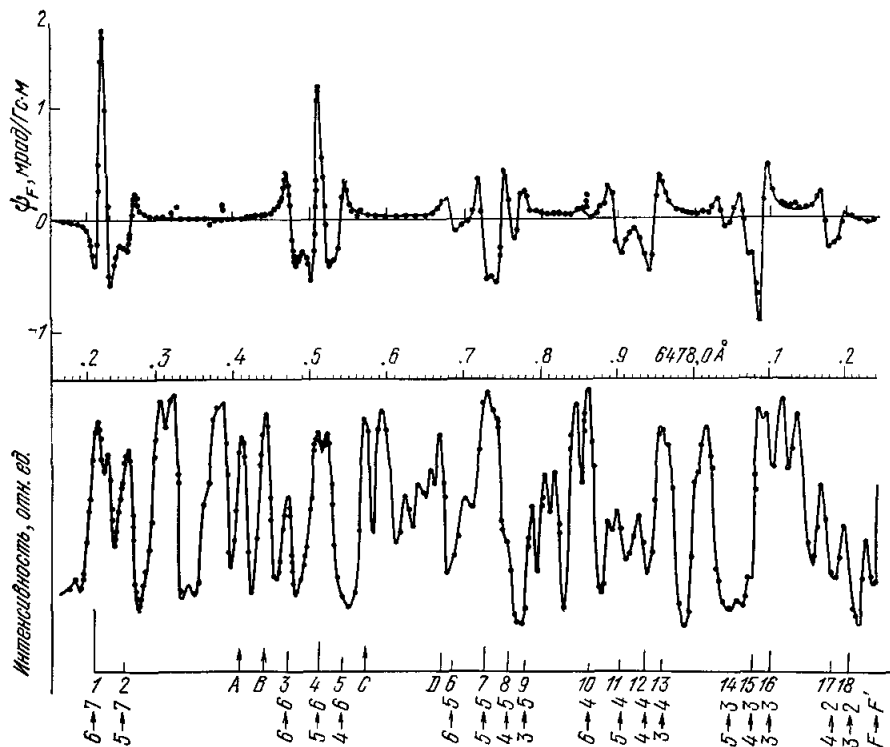


Рис. 6. Фарадеевское вращение и спектр поглощения паров висмута в районе перехода $\lambda = 648$ нм.

эффекты несохранения четности здесь приблизительно в $\alpha^2 \sim 10^{-4}$ раз меньше. Эти эффекты сильно подавлены и на молекулярных линиях висмута, парциальное давление паров которого при температурах $\approx 1200^\circ\text{C}$ приблизительно равно давлению атомарного висмута.

На рис. 6 приведена кривая поглощения паров висмута, измеренная в области $^4S_{3/2} - ^2D_{5/2}$ -перехода. Как видно из рисунка, сверхтонкая структура закрыта мощным спектром поглощения молекулярного висмута, так что по известным расстояниям между сверхтонкими компонентами, измеренным впервые еще в 1942 и 1946 гг. Мрозовским⁴⁸, невозможно найти положение атомарных линий. Они были идентифицированы путем измерения фарадеевского эффекта в этой области спектра.

При изучении зависимости фарадеевского вращение от длины волны использовалась стандартная схема, преимущество которой состоит в том, что, в отличие от частотно-модуляционной методики, она позволяет производить измерения не только в максимумах и минимумах интенсивности

прошедшего света. Так как речь идет теперь об измерении углов $\sim 10^{-4}$ рад, то в данном случае оказывается несущественным серьезный недостаток стандартной схемы — наличие между поляризатором и анализатором дополнительного вещества, по крайней мере фарадеевской ячейки, которое может приводить к различным ложным эффектам. В связи с изменением схемы установка была переделана. Между поляризатором и кюветой с парами помещалась фарадеевская ячейка, которая модулировала на частоте 1 кГц опорный угол. Длина волны лазера при этом сканировалась с частотой 0,01 Гц.

На рис. 6 представлены результаты измерения фарадеевского вращения на атомном переходе $^4S_{3/2} - ^2D_{5/2}$. Там же приведена кривая эффекта, рассчитанная О. П. Сушковым и В. В. Фламбаумом на основе работ ^{49,37}. При вычислениях для приведенной амплитуды M1-перехода принималось значение $-0,55 e/2m$, полученное в ³⁷; погрешность этого числа не превышает 2%. Из сравнения измеренных и расчетных фарадеевских углов было определено парциальное давление паров атомарного висмута, которое в пределах точности измерений, составлявшей 5—10%, согласуется с указанным в справочнике ¹¹.

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов позволило получить следующие значения свободных параметров расчета: ударное уширение линий не превышает нескольких процентов от доплеровского; радиальный интеграл амплитуды E2-перехода $\langle r^2 \rangle = (9,0 \pm 0,6) a^2$, константы магнитно-дипольного и квадрупольного сверхтонкого расщепления, уровня $^2D_{5/2}$ $A = 2503,8 \pm 1,6$ МГц, $B = 2 \pm 23$ МГц. Указанное значение $\langle r^2 \rangle$ согласуется с результатами, полученными в Оксфорде ⁵⁰ из измерений фарадеевского эффекта в условиях большого ударного уширения. Несколько лучшая точность в определении константы B была получена в недавней работе ⁵¹: $B = 14 \pm 11$ МГц. Расчетное значение этой константы ⁵²: $B = 8,5 \pm 7$ МГц.

Мы подробно остановились на данных, полученных из анализа эффекта Фарадея, в связи с тем, что они используются для количественной интерпретации результатов измерения несохранения четности. Эти данные по эффекту Фарадея были получены с использованием автоматизированной системы сбора и обработки данных.

Первые кривые фарадеевского вращения были получены с менее совершенной установкой. Однако уже они позволили надежно и однозначно установить положение линий сверхтонкой структуры атомарного висмута относительно спектра поглощения и приступить непосредственно к изучению несохранения четности. Измерения были начаты на контрольных молекулярных линиях. В установке в то время входным и выходным окнами кюветы служили стекла, в качестве анализатора и поляризатора использовались призмы Франка — Риттера, в которых гасилась одна из компонент поляризации света, а для получения интенсивного пучка света, падающего на ФЭУ-1, ставились светоделительные пластины и зеркала. Для изменения угла $+\theta \leftrightarrow -\theta$ использовалась фарадеевская ячейка. Перед фотоумножителями не было диффузоров света. Первые измерения на контрольных молекулярных линиях давали сигналы, имитирующие несохранение четности на уровне приблизительно в $10^3 - 10^4$ раз больше, чем ожидаемый для рабочих линий. Микроперемещения любого элемента установки меняли знак сигналов. Через некоторое время стало ясно, чем вызваны наблюдаемые явления. При сканировании длины волны синхронно происходит перестройка пространственной структуры лазерного луча. Когда промодулированный свет попадает на фотоумножители, неоднородность фотокатодов генерирует первую гармонику. Для подавления этого эффекта перед каждым фотоумножителем были расположены

полости, покрашенные внутри белой диффузно рассеивающей краской. Полости имели отверстия, одно для входа лазерного луча, другое для выхода диффузно рассеянного света к фотокатоду. Полости обеспечивали хорошее перемешивание света, так что даже при значительных перемещениях фотоумножителя с диффузором относительно лазерного луча не наблюдалось изменения сигнала первой гармоники. Использование диффузоров убрало три-четыре порядка в сигнале первой гармоники, но на контрольных линиях все еще наблюдались эффекты, сравнимые с ожидаемыми для рабочих линий. Оставшиеся ложные эффекты были связаны все с той же синхронной перестройкой пучка. Дело в том, что все оптические элементы создают эллиптичность, неоднородную по площади, и в результате при синхронной перестройке луча возникает сигнал первой гармоники, который к тому же меняется во времени при плавных уходах луча или перестройке его структуры. Большие неприятности создавали также все плоскопараллельные стекла, расположенные вдоль оси пучка. Так, например, для подавления света от печи была предпринята попытка использовать интерференционный светофильтр. При этом наблюдалось плавное с периодом около часа изменение сигнала первой гармоники. Оказалось, что оно вызывается медленным смещением светофильтра, закрепленного с помощью пластилина. Особенно опасными были отражения света, попадающие в лазер; даже ослабление отраженного света до 10^5 раз не избавляло от неуправляемых обратных связей в системе. В основном вся дальнейшая работа состояла в упрощении оптической схемы. В результате между поляризатором и анализатором не осталось ничего, кроме паров висмута и гелия.

Подготовка аппаратуры к сеансу измерений начиналась с работы на молекулярной линии, имеющей большую ширину. Это позволяло увеличить амплитуду сканирования в 4—5 раз по сравнению с нормальной работой. Тем самым увеличивались эффекты, связанные с синхронной перестройкой лазерного луча. Увеличивалась и интенсивность света лазера по сравнению с рабочей примерно на порядок (при этом генерация лазера происходила на нескольких продольных модах). Все это позволяло уменьшить необходимое время наблюдений. В таких условиях, перемещая поляризационные призмы, добивались минимальных ложных эффектов. После этого в течение сеанса измерений не производились никакие перемещения призм, линз, диафрагм и т. д. В процессе сеанса чередовались измерения на рабочих и контрольных линиях. В конце каждого измерения включалось магнитное поле $\sim 10^{-2}$ Гс. Значение угла поворота плоскости поляризации при включенном магнитном поле, измеренное тем же частотно-модуляционным методом, служило контролем работы аппаратуры и использовалось для нормировки эффекта несохранения четности. Такие чередующиеся измерения на группе рабочих и контрольных линий и составляли один сеанс. При подготовке первых трех сеансов измерений уровень первой гармоники в разностном сигнале не всегда был стабилен во времени. В результате этого подготовка сеанса занимала иногда около месяца.

Всего было проведено три серии измерений. Первая серия состояла из одного сеанса, вторая и третья — из двух каждая. Между сериями измерений установка многократно видоизменялась. При этом по крайней мере преследовались две цели: первая — добиться стабильной работы или хотя бы увеличить время спокойного поведения системы; вторая — попытаться исключить возможные систематические ошибки. Например, в первой серии измерений на угол $\pm \theta$ поворачивался поляризатор, который был выполнен так, что при его повороте не менялось положение пучка света на фотоумножителях. Во второй серии вращался анализатор, а ф то-

умножители были неподвижны. В третьей серии измерений фотоумножители вращались вместе с анализатором так, что не менялось относительное расположение лучей света и фотоумножителей. Ось вращения фотоумножителей и призмы анализатора совпадала с осью лазерного луча внутри кюветы, поэтому поворот призмы анализатора не приводил к перемещению луча света по призме. Как уже говорилось, третья серия измерений была автоматизирована. В процессе работы существенным изменениям подвергалась система диафрагм, их размеры и взаимное расположение. Последовательное улучшение системы привело к тому, что в последних измерениях не наблюдалось нестабильности в сигнале первой гармоники.

В первой серии измерения были проведены на семи линиях ¹. На четырех из них (линии 1, 3, 7 и 12 на рис. 6) можно было ожидать поворота плоскости поляризации света. Три линии (две молекулярные и одна квадрупольная, А, С и 10 на рис. 6 соответственно) служили для контроля работы аппаратуры. В этой серии измерений поляризатор поворачивался на угол $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ рад. Знак угла менялся каждые 200 с, при этом для исключения переходных процессов первые 50 с после переброса поляризатора исключались из обработки результатов. Время интегрирования синхронных детекторов в этом сеансе было равным 15 с. На каждой линии делалось по десять измерений при каждом положении поляризатора. Полное время измерений на линии, в том числе и при включенном магнитном поле, составляло около 1,5 часов. Сигналы, пропорциональные измеряемому эффекту, интенсивностям падающего и прошедшего света, а также сигналы обратных связей записывались на пятиканальный самописец. В первой серии измерений средний угол поворота на линиях, соответствующих М1-переходам $\Delta F = 0, \pm 1$, составил $(-6,7 \pm 1,6) \cdot 10^{-8}$ рад, в то время как средний угол поворота на контрольных линиях был равен $(2,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-8}$ рад. Полученный результат однозначно указывает на несохранение четности в атомах, поскольку средний угол поворота на рабочих линиях отличен от нуля более чем на четыре стандартные ошибки.

При проведении этой серии измерений внутри магнитного экрана не было секционной обмотки, что не позволило определить по фарадеевскому вращению длину области, занятой парами. Ее размер был грубо оценен по расположению мест, в которых шла конденсация висмута. Провести достаточно хорошую нормировку измеряемого эффекта по магнитным измерениям также не удавалось. Дело в том, что фарадеевское вращение очень чувствительно к положению мод генерации лазера относительно линий атомарного висмута, которое не было известно с достаточной точностью в этой серии измерений. Учитывая эти обстоятельства, при сравнении полученного результата с предсказаниями, основанными на модели Вайнберга—Салама, был введен дополнительный множитель K , который учитывал неопределенность нормировки эффекта и по оценкам лежал в интервале от 0,5 до 1,5. Среднее значение отношения измеренных углов к вычисленным на основании работы ³⁶ составило по результатам этой серии измерений

$$\left\langle \frac{\Psi_{\text{эксп}}}{\Psi_{\text{теор}}} \right\rangle = (1,4' \pm 0,3) K. \quad (31)$$

Во второй серии ² измерения проводились на рабочих линиях 1, 3, 7, 12 и 18, контролем служили измерения на линиях 2, А, В, D и 17 (см, рис. 6). В этой серии измерений анализатор поворачивался на угол $\pm 2,5 \cdot 10^{-3}$ рад, несколько больший, чем поворот поляризатора в первой серии. Внутри магнитного экрана была расположена секционная обмотка, с помощью которой по магнитному вращению измерялось распределе-

ние плотности паров атомарного висмута вдоль оси кюветы. Процедура измерений в этой серии была такая же, как и в первой, но более тщательно фиксировалась форма линии поглощения света парами висмута.

Из сравнения измеренных углов магнитного вращения на одних и тех же линиях в первой и второй сериях были вычислены коэффициенты пересчета результатов от одной серии к другой. Следует отметить, что во второй серии использовались большие, чем в первой, амплитуды сканирования длины волны света, что меняет величину ожидаемого эффекта.

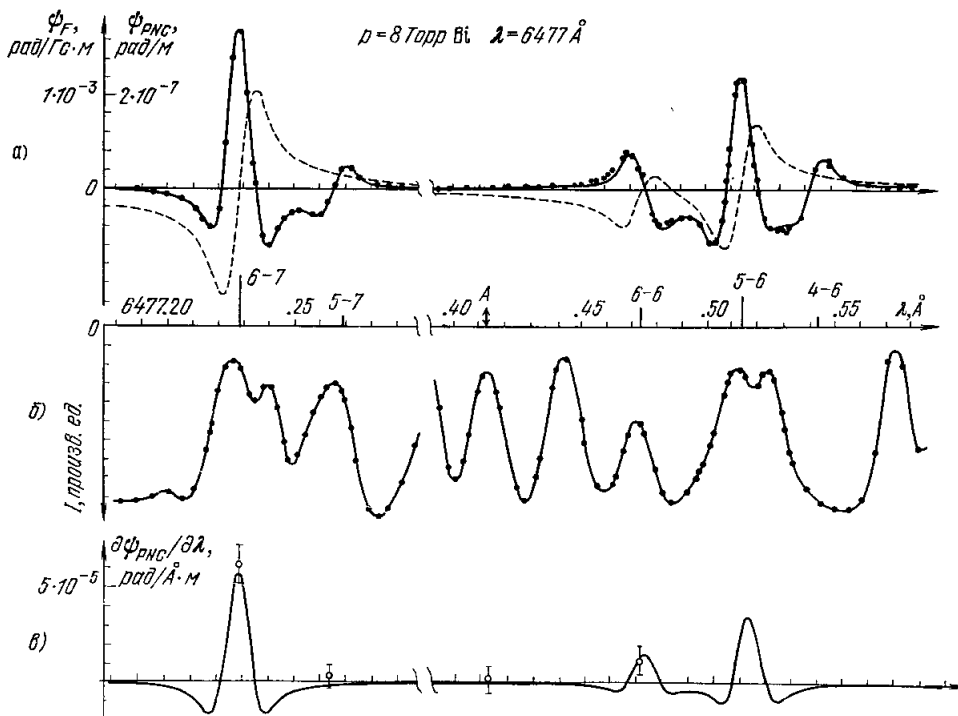


Рис. 7. а) Штриховая кривая — теоретическое предсказание оптической активности паров висмута, сплошная кривая — рассчитанное фарадеевское вращение. б) измеренный спектр поглощения паров висмута, в) расчетная кривая $\partial\Phi_{FNC}/\partial\lambda$ и результаты последней серии измерений.

Данные первой серии, приведенные к условиям измерений второй, дополнили ее результаты и были совместно обработаны. В результате средний угол поворота на рабочих линиях составил $(-3,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ рад, а на контрольных $(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ рад. Как видно из рис. 7, благодаря вкладу крыльев М1-переходов, на контрольных линиях тоже должен наблюдаться небольшой эффект, притом обратного знака, поскольку знаки в области аномальной и нормальной дисперсии противоположны. Средний ожидаемый угол поворота для контрольных линий составляет около $0,2 \cdot 10^{-8}$ рад. Средняя по линиям величина $\Phi_{FNC}/\Phi_{теор}$, полученная в этих измерениях, оказалась равной

$$\langle \frac{\Phi_{FNC}}{\Phi_{теор}} \rangle = 1,04 \pm 0,28. \quad (32)$$

Это число на 6% отличается от приведенного в работе ², в связи с тем, что в нем при вычислении $\Phi_{теор}$ использовано уточненное значение ³⁷ $-0,55 e/2m$ для приведенной амплитуды М1-перехода. Относительная

ошибка в (32) несколько больше, чем в значении среднего угла поворота для рабочих линий, поскольку в обсуждаемом результате сказываются ошибки не только статистические, но и связанные с некоторой все еще остающейся неопределенностью положения мод генерации лазера относительно атомных линий висмута.

Перед третьей серией измерений ⁵³ установка была существенно переделана. В ней стала использоваться автоматическая система управления экспериментом и сбора информации. Была установлена электромеханическая система переброса угла анализатора, величина которого была увеличена до $4 \cdot 10^{-3}$ рад. Вместе с анализатором поворачивались и фотоумножители. В этой серии время интегрирования было уменьшено до одной секунды и через каждые 0,1с с помощью АЦП измерялись и записывались в память машины сигналы с выхода синхронного детектора и проинтегрированные сигналы интенсивности падающего и прошедшего света. Блок специального быстрого АЦП синхронно с частотой сканирования длины волны света записывал в 256 точках с шагом 5 мкс мгновенные значения интенсивности прошедшего света. Эти замеры с интервалом 0,1 с повторялись 400 раз и после этого автоматически менялся знак угла θ . Для устранения влияния переходных процессов первые 100 замеров после переброса угла исключались из обработки. Суммарно при каждом измерении на линии производилось 20 пар перебросов угла анализатора, после чего проводились измерения с включенным магнитным полем $\pm 10^{-2}$ Гс. Таких измерений, чередующихся на рабочих и контрольных линиях, в третьей серии было сделано по 26 на линиях 1, 2 и 4, и 13 на линии 3.

Полученные таким образом данные обрабатывались совместно с результатами измерений формы фарадеевской кривой и спектра поглощения, подробно изученных в районе первых двух групп линий сверхтонкой структуры перехода $^4S_{3/2} - ^2D_{5/2}$ (см. рис. 7, а, б). В результате были с достаточной точностью определены положения мод генерации лазера относительно атомных линий и интенсивность прошедшего света при фиксированных длинах волн. Из теоретических кривых ожидаемого эффекта и фарадеевского вращения каждой моде генерации лазера были поставлены в соответствие значения ожидаемых углов. С этими значениями была проведена дальнейшая обработка результатов и получены значения $\Psi_{\text{эксп}}/\Psi_{\text{теор}}$.

Результаты измерений этой серии представлены на рис. 7, в. Как видно из рисунка, измерения на контрольных линиях указывают на отсутствие систематических ошибок, в частности, связанных с остаточным магнитным полем. Из измерений на рабочих линиях было получено

$$\left\langle \frac{\Psi_{\text{эксп}}}{\Psi_{\text{теор}}} \right\rangle = 1,09 \pm 0,17. \quad (33)$$

На этот раз приведенная ошибка чисто статистическая. Что же касается первых двух серий измерений, то подчеркнем еще раз, что хотя их ошибки превышают статистические, однако это отличие связано только с нормировкой результатов измерений, а не с ложными сигналами, которые могли бы имитировать несохранение четности.

Как видно из приведенных данных, результаты, полученные во всех сериях, хорошо согласуются между собой. Следует еще раз подчеркнуть, что во всех сериях измерения проводились в различных условиях, в частности, в разных сериях использовались разные поляризаторы и анализаторы. Все это дает возможность рассматривать результаты, полученные в трех сериях, как независимые. Усредняя полученные в трех сериях измерений результаты, имеем

$$\left\langle \frac{\Psi_{\text{эксп}}}{\Psi_{\text{теор}}} \right\rangle = 1,07 \pm 0,14, \quad (34)$$

или, используя наиболее часто встречающееся в литературе обозначение $R = -P/2$,

$$R = (-20,2 \pm 2,7) \cdot 10^{-8}. \quad (35)$$

Таким образом, результаты, полученные в Институте ядерной физики в Новосибирске, доказывают несохранение четности в атомных переходах и количественно подтверждают модель Вайнберга — Салама.

Как известно, результаты, полученные в Новосибирске, противоречили опубликованным к тому времени данным Оксфорда^{54,55} и Сиэттла^{54,56,57}. С тех пор положение изменилось. В настоящее время оксфордская группа определенно видит эффект на уровне предсказания модели Вайнберга — Салама. В их новой аппаратуре исключен ряд возможных систематических эффектов, которые могли повлиять на прежние результаты. Изучение

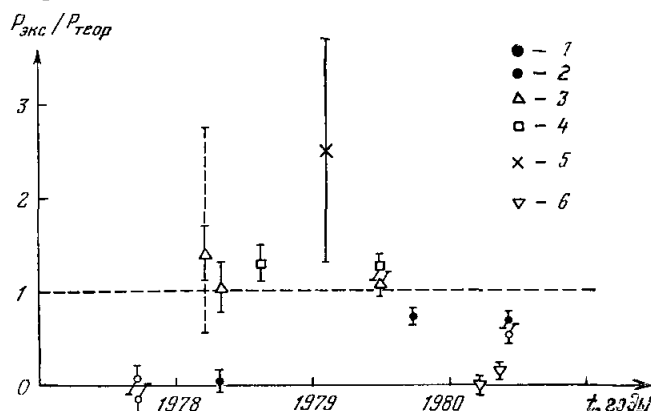


Рис. 8. Хронологическая последовательность результатов измерений несохраняющего четность взаимодействия электронов с нуклонами.

$P_{\text{экс}}$ — параметр, характеризующий несохранение четности, $P_{\text{теор}}$ — ожидаемое значение в рамках модели Вайнберга — Салама при $\sin^2 \theta = 0,25$. 1 — Сиэтл^{56,57,59,112}, 2 — Оксфорд^{54,55}, 3 — Новосибирск^{1,2,53}, 4 — Стэнфорд^{6,112}, 5 — Беркли²⁸, 6 — Москва^{114,115}.

систематических ошибок продолжается. Последний результат оксфордской группы⁵⁸: $R = -(10 \pm 2) \cdot 10^{-8}$. В Сиэттле проведены новые измерения оптической активности паров висмута на инфракрасной линии $\lambda = 876$ нм с использованием полупроводниковых лазеров. В докладе⁵⁹ был приведен результат этих измерений: $R = -(10 \pm 1) \cdot 10^{-8}$, который не противоречит модели Вайнберга — Салама (см. выше, табл. I). Однако, как указывали авторы, в измерениях все еще имеются некоторые систематические ошибки. Последний результат этой группы¹¹³: $R = -(9,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-8}$.

Недавно были опубликованы первые сообщения об измерении оптической активности паров висмута на красной линии, выполненные в Физическом институте им. П. Н. Лебедева в Москве. Методика здесь очень близка к используемой в Оксфорде и Сиэттле. Первый результат этой группы был¹¹⁴: $R = (0,4 \pm 1,8) \cdot 10^{-8}$. Последующие измерения дали¹¹⁵: $R = -(4,0 \pm 1,8) \cdot 10^{-8}$, $R = -(4,1 \pm 1,4) \cdot 10^{-8}$. Усредняя эти три результата, авторы получают¹¹⁵ $R = -(2,3 \pm 1,3) \cdot 10^{-8}$, в резком противоречии с новосибирскими данными и с предсказаниями, основанными на модели Вайнберга — Салама. Наша уверенность в правильности новосибирских результатов основана на том, что используемая нами методика измерений обладает рядом преимуществ с точки зрения выявления систематических погрешностей эксперимента. В частности, она позволила исследовать большое число линий как рабочих, так и контрольных.

На рис. 8 приведены в хронологической последовательности результаты измерений несохранения четности при взаимодействии электронов

с нуклонами, полученные в различных лабораториях. По вертикали отложен параметр, характеризующий отношение степени нарушения четности к предсказаниям модели Вайнберга — Салама при $\sin^2 \theta = 0,25$.

5. РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПАРОВ ТАЛЛИЯ, СВИНЦА И ВИСМУТА

Сейчас, когда оптическая активность паров висмута измерена с достаточно высокой точностью ($\sim 15\%$)⁵³, возникает естественный вопрос, можно ли извлечь из этих экспериментов количественную информацию о взаимодействии элементарных частиц, или, иными словами, насколько точно рассчитывается степень циркулярной поляризации в атомном переходе, если известно слабое взаимодействие электрона с ядром. Такое обсуждение представляется тем более необходимым, что до сих пор активно пропагандируется точка зрения, согласно которой надежность всех нынешних расчетов эффектов несохранения четности в атомах, столь сложных, как висмут, слишком низка для получения подобной информации.

Чтобы продемонстрировать необоснованность такого пессимизма, остановимся на расчетах, выполненных в Новосибирске^{36,37}. Их идея заключается в том, чтобы, не стремясь к математической элегантности, обеспечить надежность результата, заимствуя из эксперимента максимально возможное число атомных параметров. Именно такой феноменологический подход, а не расчет *ab initio*, из первых принципов, позволил настаивать на том, что точность новосибирских вычислений не хуже 20% еще в 1976 г., когда предсказания других групп были вдвое больше наших.

Как видно из выражения (11), расчет циркулярной поляризации может быть сведен к вычислению коэффициентов смешивания η_n и амплитуд A_n (E1) и A (M1). Расчеты проводились для таллия, свинца и висмута. Основные состояния в этих атомах относятся к конфигурациям $6p$, $6p^2$, $6p^3$ соответственно. В качестве примесей противоположной четности к состояниям $6p^k$ учитывались состояния $6p^{k-1} ns$ с $n \geq 7$, включая непрерывный спектр, и состояния с возбуждением подболочки $6s^2$ вида $6s6p^{k+1}$.

С возбуждениями вида $6p^{k-1} ns$ ситуация во всех трех атомах сравнительно проста. Для нахождения соответствующих волновых функций использовался сферически-симметричный эффективный потенциал⁶⁰

$$U(r) = -\frac{\alpha}{r} \{1 + (Z-1)[H(e^{r/d} - 1) + 1]^{-1}\}, \quad (36)$$

параметры которого H и d были подобраны так, чтобы правильно воспроизводилось положение уровней конфигураций $6p^k$ и $6p^{k-1} ns$, включая тонкую структуру:

Tl	Pb	Bi	
$Z = 81$	$Z = 82$	$Z = 83$	
$H = 15,04$	$H = 14,04$	$H = 12,05$	
$d = 1,58a$	$d = 1,54a$	$d = 1,40a$	(37)

Поведение волновых функций вблизи ядра, существенное для расчета матричного элемента слабого взаимодействия, т. е. коэффициента смешивания η_n , было проверено путем вычисления констант сверхтонкой структуры (СТС). Результаты такого расчета для магнитно-дипольного СТ расщепления уровней конфигурации $6p^3$ в висмуте⁷² приведены в табл. II. Указанные в ней окончательные теоретические значения констант являются однопараметрической подгонкой, причем свободный параметр x характеризует примесь конфигураций $6s6p^3 ns$ к $6s^2 6p^3$. Этот же расчет показывает, что величина указанной примеси не превышает 3—4%. Заметим

что, как видно из табл. II, расчетные значения СТ констант уровней конфигурации $6p^3$ весьма чувствительны не только к поведению волновой

Таблица II

Константы A магнитно-дипольного сверхтонкого расщепления (МГц) в висмуте

	$4s_{3/2}$	$2D_{3/2}$	$2D_{5/2}$	$2P_{1/2}$	$2P_{3/2}$
Эксперимент					
61		—1218			
48		—1230	2503	11310	
62	—447				
63		—1232 (6)		11272 (18)	
64	—456	—1217	2491		474
65	—446,937 (1)				
66					491,026 (1)
67		—1229 (60)		11269 (6)	
68		—1227,7 (2,1)	2501,8 (4,5)		
69			2503,3 (1,5)		
70		—1230,17 (15)		11268 (2)	
61			2502,86 (56)		
71			2503,8 (1,6)		
Расчет без учета смешивания конфигураций ⁷²	321	—770	2640	10200	785
Окончательный теоретический результат ⁷²	—448,5	—1070	2392	10610	474

функции $6p$ электрона в нуле, но и к величине этой малой примеси состояний с неспаренным $6s$ -электроном — факт, отмеченный еще Ферми и Сегре ⁷³; в матричных же элементах слабого взаимодействия такой усиленной зависимости от этой примеси нет. Аналогичные результаты получены в работе ⁷² для таллия и свинца.

Хорошо согласуются с опытом и приведенные в табл. III и IV результаты расчета ⁶² квадрупольных и магнитных октупольных СТ констант уровней конфигурации $6p^3$ в висмуте. В отличие от магнитно-дипольных эти константы весьма слабо зависят от примеси других конфигураций. Исключение составляет лишь квадрупольная константа B состояния $2D_{5/2}$, которое остается чистым и в LS -, и в jj -схеме. Поскольку сверхтонкое квадрупольное взаимодействие имеет разный знак для электронов и дырок, в случае оболочки, заполненной ровно наполовину, для чистого состояния B обращается в нуль. Действительно, эта малая константа оказывается отличной от нуля лишь за счет примеси конфигураций $6p^2$ ир, $n \geq 7$, а также благодаря вкладу второго порядка от магнитно-дипольного СТ взаимодействия. Поэтому и рассчитывается она не слишком надежно. Расчетные значения остальных констант B служат однопараметрической подгонкой к соответствующим трем экспериментальным значениям, причем свободным параметром является квадрупольный момент ядра Bi^{209} .

Т а б л и ц а III

Константы B электрического квадрупольного сверхтонкого расщепления
(МГц) в висмуте

	$4S_{3/2}$	$2D_{3/2}$	$2D_{5/2}$	$2P_{3/2}$
Эксперимент				
61		—23 (?)		
48		—657	306	
62	—303			
63		—600 (60)		
64	—288	—681 *)	387	1145
65	—304,654 (2)			
66				978,569 (9)
67		—678 (60)		
68		—630 (15)	60 (120)	
69			—90 (60)	
70		—652,5 (3,0)		
61			14 (11)	
71			2 (23)	
Теория ⁵²	—314	—647	8,5 (7,0)	961

*) Цитируется по ⁷⁰.

Т а б л и ц а IV

Константы C магнитного октупольного сверхтонкого расщепления
(МГц) в висмуте

	$4S_{3/2}$	$2D_{3/2}$	$2D_{5/2}$	$2P_{3/2}$
Эксперимент				
65	0,0165 (1)			
66				0,0207 (5)
Теория ⁵²	0,0170	—0,0124	—0,0419	0,0205

Найденный таким образом, он оказывается равным

$$Q(\text{Bi}^{209}) = -0,41 \text{ бн.} \quad (38)$$

Это значение Q было использовано затем для расчета B ($2D_{5/2}$).

Магнитный октупольный момент ядра Bi^{209}

$$\Omega(\text{Bi}^{209}) = 0,56 \frac{|e|}{2m_p} \text{ бн} \quad (39)$$

был найден путем однопараметрической подгонки расчетных значений констант C к двум имеющимся экспериментальным числам.

Приведенные значения мультипольных моментов ядра висмута (38), (39) согласуются с указанными в работе ⁶⁶, но получены при меньшем числе подгоночных параметров.

Следует подчеркнуть, что эти проверки с помощью анализа констант A , B и C не дублируют, а дополняют друг друга, поскольку матричные элементы магнитного дипольного и электрического квадрупольного СТ взаимодействия по-разному зависят от верхних и нижних компонент дира-

ковских волновых функций внешних электронов. А в магнитные дипольный и октупольный матричные элементы одно и то же произведение дираковских радиальных функций входит умноженное на разные отрицательные степени r (речь идет всюду о релятивистских расчетах).

Таким образом, анализ СТС показывает, что потенциал (36) с параметрами (37) хорошо описывает поведение волновой функции br -электрона на малых расстояниях. Точность же расчета матричных элементов слабого взаимодействия, во всяком случае, отнюдь не ниже, чем констант СТС. И не только потому, что эти матричные элементы гораздо менее чувствительны к смешиванию конфигураций, чем константы A . Дело в том, что слабое взаимодействие, в отличие от сверхтонкого, пропорционально не r^{-n} , а $\delta(r)$. Поэтому оно всецело определяется поведением волновой функции вблизи ядра, где эта функция заведомо является водородоподобной, с точностью до нормировки. А в тяжелых атомах, где движение внешнего электрона в основном квазиклассично, этот нормировочный множитель выражается через спектр электрона 73 , который в свою очередь хорошо воспроизводится используемым эффективным потенциалом.

Разумеется, эти соображения, вообще говоря, неприменимы в случае легких атомов, где движение внешнего электрона отнюдь не квазиклассично. Поэтому обнаруженная в работе 116 низкая точность расчета матричных элементов слабого взаимодействия в гелии, вопреки мнению авторов этой статьи, отнюдь не служит основанием для сомнений в точности вычислений с эффективным потенциалом в тяжелых атомах. Заметим также, что эффективный потенциал в тяжелых атомах правильно воспроизводит в приближении Томаса — Ферми поле, создаваемое внутренними электронами. Расчеты же в гелии с помощью такого потенциала 116 представляются прежде всего физически необоснованными. И наконец, в отличие от расчета 116 , вычисления 36 в тяжелых атомах достаточно устойчивы относительно вариации параметров потенциала.

Перейдем теперь к обсуждению амплитуд $E1$ -переходов $br - ns$, $n \geq 7$. В таллии для переходов $br - 7s, 8s, 9s$ использовались непосредственно экспериментальные значения 74,75 радиальных интегралов для $E1$ -амплитуд. Расчет с эффективным потенциалом (36) несколько завышает эти амплитуды. Поэтому для более высоких возбуждений br -электрона, для которых силы осцилляторов экспериментально неизвестны, в расчетные значения радиальных интегралов вносился корректирующий множитель, полученный экстраполяцией соответствующих поправок для более низких возбуждений. Впрочем, поскольку вклад высоких возбуждений br -электрона в циркулярную поляризацию излучения сам по себе невелик, упомянутая поправка к этим амплитудам вообще не очень существенна.

В свинце и висмуте значения радиальных интегралов $E1$ -переходов $br - ns$, $n \geq 7$, были получены из результатов численного расчета путем введения тех же поправочных множителей, какие нужны были для соответствующих переходов в таллии. Эти значения радиальных интегралов были проверены 76 путем расчета времен жизни возбужденных состояний свинца и висмута. Результаты этой проверки для висмута представлены в табл. V. Заметим, что, как показал анализ, выполненный в 76 , смешивание между уровнями, относящимися к конфигурациям $br^{27}s$ и $br^{26}d$ в висмуте, отнюдь не всегда мало. Причина заключается в том, что некоторые из этих уровней расположены настолько близко, что расстояние между ними оказывается сравнимым с остаточным, несферически-симметричным взаимодействием между электронами. Нетрудно показать, однако, что вклад этого смешивания в эффекты несохранения четности определяется отношением остаточного взаимодействия не к интервалу между смешиваемыми за счет него уровнями, а к гораздо большему расстоянию между

Таблица V

Времена жизни возбужденных состояний висмута, пс

	$6p^{27s^4}P_{1/2}$	$6p^{26d^2}D_{3/2}$	$6p^{27s^4}P_{1/2}$	$6p^{27s^2}P_{3/2}$	$6p^{26d^2}D_{5/2}$	$6p^{27s^4}P_{5/2}$
Эксперимент						
77	5,9 (2)					
78		28 (2)	7 (2)		1,0—2,5	4,90 (25)
79	4,7 (1,0)	27 (3)	4,3 (4)	4,8 (4)	3,8 (1,0)	5,5 (5)
80	4,3 (2)	27,6 (5)	7,0 (2)	5,3 (2)	3,4 (2)	5,1 (3)
81				5,18 (20)		
Теория ⁷⁶	5,05	27,2	4,75	4,5	2,95	4,8

уровнями противоположной четности. Поэтому на величину циркулярной поляризации это смешивание влияет слабо, меняя ее не более чем на 5—7%. Аналогичный вывод содержится также в работе ³⁸.

Перейдем к возбуждениям типа $6s6p^{k+1}$. Поведение волновой функции $6s$ -электрона при $r \rightarrow 0$ неплохо рассчитывается с помощью используемого эффективного потенциала. В пользу этого говорит тот факт, что в таллии, где один из уровней с возбужденным $6s$ -электроном $6s6p^2$ лежит в дискретном спектре, такой расчет СТ структуры этого уровня дает хорошее согласие с экспериментом ⁸².

Что же касается амплитуды $E1$ -перехода $6s - 6p$, то в таллии ее значение, следующее из анализа экспериментальных данных ^{83,84}, существенно меньше того, которое получается расчетами с эффективным потенциалом или по методу Хартри — Фока. В свинце и висмуте эта величина экспериментально неизвестна. В пользу правильности численных значений этих величин для свинца и висмута, принятых в работе ³⁶, свидетельствует тот факт, что эти числа служат прямой экстраполяцией соответствующих значений, полученных из анализа ⁷⁶ экспериментальных данных для соседних элементов: золота, ртути и таллия ⁸³⁻⁸⁷, как это показано в табл. VI. Отметим, что близость приведенных в ней значений радиальных

Таблица VI

$$\text{Радиальные интегралы } \rho(6s, 6p) = \frac{1}{a} \int_0^{\infty} dr r^3 R_{6s}(r) R_{6p}(r)$$

	Au	Hg	Tl	Pb	Bi
Z	79	80	81	82	83
ρ	$-2,2^a$	$-1,9^a$	$-1,75^a$	$-1,6^b$	$-1,5^b$
^a Экспериментальные значения; ^b значения, принятые в ³⁶ .					

интегралов $6s - 6p$ для золота, ртути и таллия (основные состояния — $6s$, $6s^2$, $6s^26p$ соответственно) служит указанием на малость примеси конфигурации $6p^{k+2}$ к $6s^26p^{k+1}$, поскольку в золоте такое смешивание наверняка отсутствует. Оценки показывают, что учет примеси конфигурации $6p^5$ к $6s^26p^3$ в висмуте может изменить расчетную величину циркулярной поляризации на несколько процентов. Такой же вывод сделан в работе ³⁸.

И, наконец, для расчета вклада возбуждений $6s6p^{k+1}$ в циркулярную поляризацию нужно знать энергию $6s$ электрона. В таллии и свинце эту энергию можно извлечь из экспериментальных данных по спектрам, причем такая величина оказывается заметно меньшей, чем найденная расчетом с эффективным потенциалом или по методу Хартри — Фока. В этой ситуации авторы³⁶ использовали в таллии и свинце экспериментальные значения энергии $6s$ -электрона, а в висмуте — значение, которое было получено экстраполяцией данных для таллия и свинца и которое также заметно меньше расчетного. Именно величина вклада возбуждения $6s6p^{k+1}$ служила основной причиной упомянутого выше расхождения между результатами расчетов разных групп. Согласно недавним теоретическим исследованиям^{38–40} в Сиэтле и Оксфорде, учет поляризации замкнутых оболочек заметно уменьшает расчетное значение амплитуды $E1$ -перехода $6s \rightarrow 6p$. Результаты этих новых расчетов близки к полученным в Новосибирске (см. табл. I).

Численные расчеты показывают, что поправка к степени циркулярной поляризации, обусловленная возбуждением электронов из внутренних оболочек, более глубоких, чем $6s^2$, находится на уровне 3–4%. Вывод о малости этого вклада содержится также в работе⁸⁸. Оценка же этого эффекта, данная в работах^{89,90}, согласно которой его величина составляет $\sim 20\%$, представляется завышенной, по крайней мере, если говорить о такой поправке к нашему расчету. Дело в том, что львиная доля указанного вклада возникает в работах^{89,90} из-за остаточного сферически-симметричного взаимодействия между электронами, которое не следует учитывать подобным образом, поскольку оно уже включено в исходный сферически-симметричный эффективный потенциал при правильном выборе последнего. Дополнительным серьезным аргументом в пользу этого служит хорошее согласие с экспериментом расчетного значения тензорной поляризуемости уровня $6p_{1/2}$ в таллии (см. ниже).

Заметим, что немаловажным фактором надежности расчета служит то обстоятельство, что для каждого из рассмотренных $M1$ -переходов в таллии, свинце и висмуте вклады всех возбуждений в циркулярную поляризацию имеют один и тот же знак. К тому же, в ответе доминируют вклады возбуждений $6p \rightarrow 7s$ и $6s \rightarrow 6p$, относительно которых мы располагаем прямой или хотя бы косвенной экспериментальной информацией. Как было отмечено, однако, в работе⁸⁸, если для операторов $E1$ -перехода использовать не r -форму: $-\mathbf{er}$, как это делалось в работах^{38–40}, а v -форму: $(ie/\omega)\boldsymbol{\alpha}$, то не только знаки разных вкладов в циркулярную поляризацию оказываются противоположными, но и весьма существенным становится вклад возбуждений $6p \rightarrow ns$ с $n > 7$, в особенности непрерывного спектра, который экспериментально изучен намного хуже. Ясно поэтому, что расчет циркулярной поляризации с v -формой оператора $E1$ -перехода неустойчив относительно сравнительно небольших ошибок в величине отдельных вкладов. Обнаруженное в работе⁹¹ большое отклонение результатов такого расчета от результатов работ^{38–40} служит только лишней иллюстрацией этой неустойчивости (см. анализ в⁸⁸), а отнюдь не бросает тень на результаты, полученные в^{38–40} с использованием r -формы.

Важной проверкой точности новосибирских расчетов служит хорошее согласие с экспериментом значений поляризуемости свинца⁷⁸ и тензорной поляризуемости $6p_{1/2}$ -и $6p_{3/2}$ -состояний таллия⁹², полученных в рамках того же подхода. Они приведены в табл. VII. Особенно показательным является согласие в тензорной поляризуемости $6p_{1/2}$ -уровня таллия, где эффект возникает только при $F = 1$ благодаря ст. взаимодействию и поэтому проверяется одновременно поведение волновой функции и на больших, и на малых расстояниях.

Таблица VII

Поляризуемость свинца и тензорная поляризуемость таллия

	$\alpha_{PB}/\lambda=633 \text{ нм}, \text{ а}^3$	$\alpha_{Tl}^{ten} (6p_{1/2}),$ Гц/(В/см ²)	$\alpha_{Tl}^{ten} (6p_{3/2}),$ Гц/(В/см ²)
Эксперимент	49,4 (8) ⁹³	-3,74 (9) · 10 ⁻⁸ ⁹⁴	-6,04 (8) · 10 ⁻⁸ ⁹⁴
Теория	52 ⁷⁸	-3,7 10 ⁻⁸ ⁹²	-5,85 10 ⁻⁸ ⁹²

Перечисленные здесь результаты многочисленных проверок методики расчета путем сравнения вычисленных характеристик атомов с экспериментальными данными дают все основания считать, что точность приведенных в табл. I новосибирских предсказаний ^{86,87} для циркулярной поляризации излучения в нормальных М1-переходах в таллии, свинце и висмуте, во всяком случае, не хуже 15—20%. Вопреки широко распространенному мнению, эта точность сравнима с точностью расчета эффектов несохранения четности в глубоко неупругом рассеянии электронов, которая согласно ^{95,96} составляет 5—10%.

Числа, приведенные в табл. I для Новосибирска, отличаются от полученных в работе ⁸⁶ (если не считать тривиальной модификации, связанной с тем, что для $\sin^2 \theta$ принято значение 0,25 вместо 0,32) лишь на несколько процентов за счет некоторого теоретического уточнения М1-амплитуд, выполненного в работе ⁸⁷. Во-первых, при расчете этих амплитуд теперь было учтено во всех трех элементах отличие между радиальными волновыми функциями $6p_{1/2}$ - и $6p_{3/2}$ -электронов. Во-вторых, в свинце и висмуте коэффициенты разложения волновых функций по чистым jj -состояниям были выбраны так, чтобы наилучшим образом воспроизводились экспериментальные значения g -факторов состояний $6p^2$ с полным моментом $J = 2$ в свинце ^{97,98} и состояний $6p^3$ с $J = 3/2$ в висмуте ^{62,66}. Преимущество такого способа расчета состоит в том, что, как известно, ^{17,18,99,100}, g -факторы, так же как и М1-амплитуды, гораздо менее чувствительны к примеси других конфигураций, чем положения уровней энергии, из подгонки которых находят упомянутые коэффициенты разложения в стандартной технике промежуточной связи. Определенные таким образом значения ⁸⁷ приведенных амплитуд М1-переходов в висмуте представлены в табл. VIII.

Таблица VIII

Приведенные М1-амплитуды $A(M1)/\mu_B$ в висмуте

$\lambda, \text{ нм}$	876	648	462	301
Новые значения ⁸⁷	-1,67 (2)	-0,55 (1)	-0,60 (1)	0,22 (2)
Стандартные значения ⁶⁶	-1,72	-0,58	-0,62	0,19

Указанные в ней ошибки соответствуют такому допустимому разбросу коэффициентов промежуточной связи, при котором расчетные значения g -факторов отличаются от экспериментальных не более чем на 10⁻³. Лучшая точность подгонки g -факторов с помощью вариации коэффициентов бессмысленна, так как вклад примерно такой же величины, 10⁻⁴ — 10⁻³, дают в них релятивистские поправки и эффекты смешивания configura-

ций в сочетании со спин-орбитальным взаимодействием. К сожалению, два независимых g -фактора состояний с $J = 3/2$ не позволяют однозначно найти три параметра, которыми определяются коэффициенты разложения. Поэтому ошибки в амплитудах $(1-2) \cdot 10^{-2}$ заметно превышают допустимые отклонения от экспериментальных значений g -факторов, 10^{-3} . Есть все основания считать, что найденные таким образом значения $M1$ -амплитуд совпадают с истинными в пределах указанных ошибок. Для сравнения в той же таблице приведены результаты расчета, основанного на стандартных значениях коэффициентов промежуточной связи⁶⁶ и не учитывающего отличие радиальных волновых функций $6p_{1/2}$ и $6p_{3/2}$; именно эти величины использовались в прежних расчетах P -нечетных эффектов в висмуте^{36, 38-40}.

Дальнейшее повышение точности расчета в висмуте могло бы быть достигнуто за счет более детального, не усредненного, рассмотрения возбуждений, относящихся к конфигурации $6s6p^4$. К сожалению, экспериментальные данные, с помощью которых это можно было бы сделать сравнительно просто, в настоящее время отсутствуют *). По оценкам, выполненным для перехода $^4S_{3/2} - ^2D_{5/2}$, наиболее вероятный результат такого уточнения — рост расчетной величины эффекта на несколько процентов. Достаточно реальным представляется также количественный учет смешивания состояний $6p^27s$ и $6p^26d$. По-видимому, поддается количественному анализу и влияние смешивания $6s^26p^3$ с $6p^5$. Эти теоретические исследования ведутся в настоящее время в Новосибирске.

6. ВОЗМОЖНОСТИ ДАЛЬНЕЙШЕГО ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТЯЖЕЛЫМИ АТОМАМИ

Исследование слабых взаимодействий в атомных экспериментах только начинается. Измерен лишь полный «слабый заряд» ядра висмута. Чрезвычайно важно, однако, знать «слабые заряды» нейтрона и протона по отдельности. К сожалению, из-за неточности атомных расчетов трудно надеяться на то, что такую информацию можно извлечь, сравнивая P -нечетные эффекты в атомах разных тяжелых элементов даже при высокой точности измерений; заметим, что при переходе от цезия к висмуту константа q (см. (3)) меняется всего на несколько процентов. Вероятно, более перспективным, с этой точки зрения, было бы сравнить оптическую активность паров разных изотопов таллия и свинца (к сожалению, у висмута стабильных изотопов нет). И хотя ожидаемая величина такого отличия мала, $\sim 1/Z$, соответствующий эксперимент отнюдь не кажется теперь фантастическим.

Вполне реальным представляется в настоящее время исследование эффектов несохранения четности в тяжелых атомах, зависящих от спина ядра. Благодаря этой зависимости, возникает небольшое отличие в оптической активности на разных СТ компонентах переходов в висмуте¹⁰¹. Эффект возникает из-за взаимодействия векторного слабого тока электронов с аксиальным током нуклонов. При соответствующей безразмерной константе $\kappa_2 \sim 1$ (см. (1)) его относительная величина достигает нескольких процентов¹⁰¹. Однако в модели Вайнберга — Салама при $\sin^2 \theta$, близком к $1/4$, константы $\kappa_{2p,n}$ очень малы. При этом в обсуждаемом эффекте относительно подрастает вклад слагаемого с κ_3 в гамилтониане (1)¹⁰², которое можно было бы назвать нейтральным слабым магнетизмом.

*) В связи с этим мы хотели бы привлечь внимание экспериментаторов к изучению автоионизационных состояний, относящихся к конфигурациям $6s6p^4$ в висмуте.

Этот вклад усилен благодаря наличию пространственной производной и составляет в висмуте около 20% вклада взаимодействия с κ_2 при $\sin^2 \theta = 0,23$.

Несколько меньшим, чем от нейтрального магнетизма, оказывается вклад в эффект от радиационных поправок к eN -рассеянию¹⁰³⁻¹⁰⁵.

Вполне сравнимым со взаимодействием, зависящим от κ_2 , оказывается вклад ядерных сил, не сохраняющих четность, благодаря которым возникает P -нечетное электромагнитное взаимодействие электронов с ядром¹⁰⁶ (см. также¹⁰⁷). Таким образом, атомные эксперименты могут оказаться источником ценной информации о нарушении четности в ядре.

Эффекты слабого взаимодействия электрона со спином ядра оказываются усиленными в молекулах, состоящих из двух разных атомов, благодаря очень малому расстоянию между уровнями противоположной четности¹⁰⁸⁻¹¹⁰. Эксперимент по поиску оптической активности тяжелых двухатомных молекул, предложенный в работе¹⁰⁹, представляется весьма перспективным.

Эти исследования позволят получить детальную информацию о структуре несохраняющего четность слабого взаимодействия электронов с нуклонами, само существование которого уже надежно установлено.

Авторы искренне признательны А. И. Вайнштейну, В. Н. Новикову, Ю. И. Скворцову, О. П. Сушкову и В. В. Фламбауму за многочисленные полезные дискуссии, И. И. Гуревичу, Л. Б. Окуню, В. А. Сидорову и А. Н. Скринскому за активный интерес к работе. Авторы с глубокой благодарностью вспоминают поддержку, которую оказал этим исследованиям А. М. Будкер.

Институт ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Барков Л. М., Золоторев М. С. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 379.
2. Барков Л. М., Золоторев М. С. — Ibid., т. 28, с. 544; in: Neutrinos-78: Conference Proceedings/Ed. E. C. Fowler. — Purdue University, 1978. — Г 423.
3. Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264; Phys. Rev. Ser. D, 1972, v. 5, p. 1412.
4. Salam A. — In: Elementary Particle Physics/Ed. N. Svartholm. — Stockholm, 1968. — Р. 367.
5. Prescott C. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 347.
6. Москалев А. Н., Рындин Р. М., Хриплович И. Б. — УФН, 1976, т. 118, с. 409.
7. Вайнштейн А. И., Хриплович И. Б. — УФН, 1974, т. 112, с. 685.
8. Naseri F. J. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 46, p. 121.
9. Naseri F. J. et al. — Ibid., p. 138.
10. Benvenuti A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 800.
11. Иоффе Б. Л. — УФН, 1973, т. 110, с. 357.
12. Зельдович Я. Б. — ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 964.
13. Bouchiat M. A., Bouchiat C. — Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 48, p. 111.
14. Зельдович Я. Б. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1531.
15. Барков Л. М., Хриплович И. Б., Золоторев М. С. — Comm. Atom. and Mol. Phys., 1979, v. 8, p. 79.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1974. — С. 309.
17. Bouchiat M. A., Bouchiat C. — J. de Phys., 1974, t. 35, p. 899.
18. Хриплович И. Б. — ЯФ, 1975, т. 21, с. 1046.
19. Хриплович И. Б. — Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 686.
20. Sanders P. G. H. In: Atomic Physics/Ed. G. zu Putnitz. — N. Y.: Plenum Press, 1975. — V. 4, p. 71.
21. Soreide D. C., Fortson E. N. — Bull. Am. Phys. Soc., 1975, v. 20, p. 491.
22. Karl G. — Can. J. Phys., 1976, v. 54, p. 568.
23. Bouchiat M. A., Pottier L. — Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 62, p. 327.
24. Chu S., Commins E. D., Conti R. — Ibid. Ser. A, 1977, v. 60, p. 96.
25. Conti R., Bucksbaum P., et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 343.

26. Bouchiat M. A., Pottier L. Talk at the Intern. Workshop on Neutral Current Interactions in Atoms. Cargese, 1979.
27. Bouchiat M. A., Bouchiat C.—J. de Phys., 1975, t. 36, p. 493.
28. Loving C. E., Sandars P. G. H.—J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. L336.
29. Сушков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.—Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 502.
30. Neuffer D. V., Commins E. D.—Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 16, p. 844.
31. Lewis R. R., Williams W. L.—Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 59, p. 70.
32. Hinds E. A., Hughes V. W.—Ibid., 1977, v. 67, p. 487.
33. Lewis R. R. Invited address at the IV Intern. Conference on Hyperfine Interactions, Madison, 1977.
34. Robiscoe R. T.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 71, p. 360; 1978, v. 73, p. 158.
35. Adelberger E. C., Trainor T. A. Talk at the Intern. Workshop on Neutral Current Interactions in Atoms. Cargese, 1979.
36. Новиков В. Н., Сушков О. П., Хриплович И. Б.—ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1665.
37. Сушков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б. Доклад на Всесоюзном совещании по теории атомов и молекул, Вильнюс, 1979.
38. Henley E. M., Klarisch M., Wilets L.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 994.
39. Harris M. J., Loving C. E., Sandars P. G. H.—J. Phys. Ser. B, 1978, v. 11, p. L749.
40. Fortson E. N., Katz R. (to be published) — Цит. по: Wilets L.—In: Neutrinos-78: Conference Proceedings/Ed. E. C. Fowler.—Purdue University, 1978—P. 437.
41. Soreide D. C., Roberts D. E., et al.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 352.
42. Собельман И. И.—Вестн. АН СССР, 1978, № 5, с. 18.
43. Barkov L. M., Zolotarev M. S.—In Neutrinos-77: Conference Proceedings.—M.: Nauka, 1978.—V.II, p. 329.
44. Барков Л. М., Золоторев М. С.—Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 1737.
45. Барков Л. М., Золоторев М. С., Хорев В. М., Черепанов В. П., Шехтман А. И. Препринт ИЯФ-79-50.—Новосибирск, 1979.
46. Баклаков Б. А., Веремеенко В. Ф., Карлинер М. М., Литвинюк А. А., Петров С. П. Препринт ИЯФ-74-70 — Новосибирск, 1974.
47. Батраков А. М., Козак В. Р.—Автометрия, 1978, № 4, с. 59.
48. Mrozowski S.—Phys. Rev., 1942, v. 62, p. 526; 1946, v. 69, p. 169.
49. Новиков В. Н., Сушков О. П., Хриплович И. Б.—Опт. и спектр., 1977, т. 43, с. 621; 1978, т. 45, с. 413.
50. Roberts G. J., Baird P. E. G., Brimicombe M. W. S. M., Sandars P. G. H., Selby D. R., Stacey D. N. J. Phys. Ser. B, 1980, v. 13, p. 1389.
51. Dembiczynski J., Arcimowicz B., Wiśniewski K.—J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. 2951.
52. Скопец Ю. И.—Опт. и спектр., 1980, т. 49.
53. Barkov L. M., Zolotarev M. S.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 308.
54. Baird P. E. G., Fortson E. N. et al.—Nature, 1976, v. 264, p. 528.
55. Baird P. E. G., Brimicombe M. W. S. M., Hunt R. G., Roberts G. J., Sandars P. G. H., Stacey D. N.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 798.
56. Lewis L. L., Hollister J. H., Soreide D. C., Lindahl E. G., Fortson E. N.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 795.
57. Fortson E. N.—In: Neutrinos-78: Conference Proceedings/Ed. E. C. Fowler.—Purdue University, 1978.—P. 417.
58. Baird P. E. G. Talk at the Intern. Workshop on Neutral Current Interactions in Atoms, Cargese, 1979.
Sandars P. G. H.—Частное сообщение, июнь 1980 г.
59. Lewis L. L. Talk at the Intern. Workshop on Neutral Current Interactions in Atoms, Cargese, 1979.
60. Green A. E., Sellin D. L., Zachor A. S.—Phys. Rev., 1969, v. 184, p. 1.
61. Schüller H., Schmidt T.—Zs. Phys., 1936, Bd. 99, S. 717.
62. Title R. S., Smith K. F.—Phil. Mag., 1960, v. 5, p. 1281.
63. Dickie L. O., Kelly F. M.—Can. J. Phys., 1967, v. 45, p. 2249.
64. Heldt J.—J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 1516.
65. Hull R. J., Brink G. O.—Phys. Rev. Ser. A, 1970, v. 1, p. 685.
66. Landman D. A., Lurio A.—Ibid., p. 1330.
67. George S., Klingberg R.—J. Opt. Soc. Am., 1970, v. 60, p. 869.
68. Winkler R., Gursch O., Skrok D.—In: Proc. of 5th Conference of European Group for Atomic Spectroscopy. Lund.—Abstract No. 46

69. Müller G. PhD Thesis.— West Berlin: Technische Universität, 1974.
70. Dembczyński J., Fraćkowski M.—Acta Phys. Pol. Ser. A, 1975, v. 48, p. 139.
71. Барков Л. М., Золоторев М. С. Talk at the Intern. Workshop on Neutral Current Interactions in Atoms, Cargese, 1979.
72. Сушков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.—Опт. и спектр., 1978, т. 49, с. 3.
73. Fermi E., Segre E.—Mem. Acad. d'Italia, 1933, t. 4, p. 131; перевод: Ферми Э. Научные труды.— М.: Наука, 1971.—Т. 1, с. 485.
74. Пенкин Н. П., Шабанова Л. Н.—Опт. и спектр., 1963, т. 14, с. 167.
75. Gallagher A., Lurio A.—Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 136, p. 87.
76. Flambaum V. V., Sushkov O. P.—J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer., 1978, v. 20, p. 569.
77. Cunningham P. T., Link J. K.—J. Opt. Soc. Am., 1967, v. 57, p. 1000.
78. Svanberg S.—Phys. Scripta, 1972, v. 5, p. 73.
79. Andersen T., Madsen O. H., Sørensen G.—J. Opt. Soc. Am. 1972, v. 62, p. 1118.
80. Ошерович А. Л., Тезиков В. В.—Опт. и спектр., 1978, т. 44, с. 219.
81. Poulsen O., Hall J. L.—Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 19, p. 1089.
82. Garton W. R. S., Reeves E. M., Tomkins F. S.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1974, v. 341, p. 163.
83. Прокофьев В. К., Филиппов А. Н.—ЖЭТФ, 1934, т. 4, с. 31.
84. Marr G. V.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1954, v. 224, p. 83. Marr G. V., Herpininstall R.—Proc. Phys. Soc., 1966, v. 87, p. 293.
85. Пенкин Н. П., Славенас И. Ю. Ю.—Опт. и спектр., 1963, т. 15, с. 9.
86. Lurio A.—Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 140, p. 1505.
87. Dodd J. N., Sandle W. J., Williams O. M.—J. Phys. Ser. B, 1970, v. 3, p. 256.
88. Sanders P. G. H.—Phys. Scripta, 1980, v. 21, p. 284.
89. Саакян Д. Б., Собельман И. И., Юков Е. А.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, 258.
90. Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е.—Ibid., с. 317.
91. Carter S. L., Kelly H. P.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 966.
92. Сковпень Ю. И., Фламбаум В. В.—Опт. и спектр., 1978, т. 45, с. 851.
93. Гребенюк А. А.—Опт. и спектр., 1980.
94. Gould H.—Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 922.
95. Wolfenstein L.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 146, p. 477.
96. Derman E.—Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 133.
97. Gibbs H. M.—Ibid. Ser. A, 1972, v. 5, p. 2408.
98. Lurio A., Landman D. A.—J. Opt. Soc. Am., 1970, v. 60, p. 759.
99. Phillips M.—Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 202.
100. Сушков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 75; Phys. Lett. Ser. A, 1978, v. 67, p. 177.
101. Новиков В. Н., Сушков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.—ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 802.
102. Хриплович И. Б.—ЯФ, 1980, т. 31, с. 1529.
103. Marciano W. J., Sanda A. I.—Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 3055.
104. Moharatra R. N., Senjanović G.—Ibid., 1979, v. 19, p. 2165.
105. Сковпень Ю. И., Сушков О. П.—ЯФ, 1980.
106. Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.—ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 1656.
107. Henley E. M., Hwang W. Y. P., Epstein G. N.—Preprint RLO-1388-797.
108. Лабзовский Л. Н.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 856.
109. Сушков О. П., Фламбаум В. В.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 1208.
110. Горшков В. Г., Лабзовский Л. Н., Москалев А. Н.—ЖЭТФ, 1979, т. 76, 414.
111. Hultgren R. et al. Selected Values of Thermodynamic Properties of Elements.— Washington: American Society for Metals, 1973.
112. Prescott C. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 84, p. 524.
113. Fortson E. N.—Частное сообщение (июнь 1980 г.).
114. Богданов Ю. В., Собельман И. И., Сорокин В. Н., Струки И. И.—Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 234.
115. Богданов Ю. В., Собельман И. И., Сорокин В. Н., Струки И. И.—Ibid., с. 556.
116. Hiller J., Sucher J. et al.—Phys. Rev. Ser. A, 1980, v. 21, p. 1082.