

С.В.ВОНСОВСКИЙ

МАГНЕТИЗМ МИКРОЧАСТИЦ

С. В. ВОНСОВСКИЙ

МАГНЕТИЗМ МИКРОЧАСТИЦ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1973

Магнетизм микрочастиц. С. В. В о н с о в с к и й. Монография. Издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, М., 1973 г.

В книге излагается современное состояние физических представлений о магнитных свойствах элементарных частиц — электрона, позитрона, мю-мезона, протона, нейтрона и других адронов, а также электронных оболочек атомов и атомных ядер. Знакомство с магнитными свойствами микрочастиц имеет не только самостоятельный интерес, но также дает нам весьма полезную информацию об их внутренней структуре. Достаточно подробно рассматриваются вопросы об аномальных магнитных моментах как лептонов, так и адронов. Излагается современная ситуация теории и экспериментальных поисков дираковского магнитного монополя. Кратко рассмотрены некоторые нелинейные квантово-электродинамические эффекты в магнитном поле.

Книга рассчитана на широкий круг научных работников, инженеров и студентов старших курсов, специализирующихся в области атомной и ядерной физики, физики твердого тела и всех смежных с ними областей естествознания.

Рисунков 41, таблиц 18, библиография 910 названий.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
-----------------------	---

Г л а в а 1

Спиновый магнитный момент электрона

§ 1. Спин, магнитный момент и g -фактор электрона .	11
§ 2. Опыт Штерна и Герлаха — определение спина и магнитного момента электрона	13
§ 3. Элементы квантовой теории электронного спина	16
§ 4. Возможность измерения спинового момента свободного электрона	21
§ 5. Спин и магнитный момент позитрона	24

Г л а в а 2

Магнетизм электронной оболочки атома

§ 1. Орбитальный магнетизм оболочки одноэлектронного атома	26
1.1. Квазиклассический расчет (26). 1.2. Квантовый расчет (пространственное квантование орбит) (28).	
§ 2. Орбитальный и спиновый магнетизм оболочки многоэлектронных атомов	30
2.1. Векторная модель электронной оболочки (30). 2.2. Правила Хунда (36). 2.3. Застройка электронных оболочек атомов — нормальные и переходные элементы (38).	
§ 3. Определение результирующего магнитного момента и фактор Ланде атома	40
§ 4. Взаимодействие магнитных моментов электронов между собой и с внешними магнитными полями	43
4.1. Эффект Зеемана (43). 4.2. Квантовомеханическая теория влияния магнитного поля на электронную	

оболочку атома (52). 4.3. Тонкая структура электронного спектра атомов (62). 4.4. Влияние переменного магнитного поля — магнитный резонанс (66).

§ 5. Некоторые методы измерения магнитных моментов атомов	66
5.1. Метод Штерна (66). 5.2. Методы измерения атомных моментов в конденсированной фазе (67).	

Г л а в а 3

Магнетизм нуклонов (протонов и нейтронов) и атомных ядер

§ 1. Магнитные моменты протона и нейтрона	69
1.1. Ядерный магнетон (69). 1.2. Аномальные магнитные моменты нуклонов (71).	
§ 2. Магнитные моменты ядер (анализ опытных данных)	76
§ 3. Теория магнитных моментов атомных ядер	82
3.1. Оболочечная модель атомного ядра (82). 3.2. Расчет магнитных моментов ядер. Диаграммы Шмидта (86). 3.3. Случай средних и тяжелых ядер (90).	
§ 4. Магнитные моменты ядер в возбужденных состояниях	96
§ 5. Теория ядерных магнитных моментов по Мигдалу	97
§ 6. Экспериментальные методы определения спина и магнитного момента нуклонов и ядер	100
6.1. Определение ядерных моментов по сверхтонкой структуре линий атомных спектров (101). 6.2. Определение ядерных моментов из вращательных спектров двухатомных молекул (109). 6.3. Метод отклонения молекулярных пучков и магнитно-резонансный метод (109). 6.4. Магнитный радиочастотный метод (116). 6.5. Метод ядерной индукции (116). 6.6. Измерение магнитного момента нейтрона (117). 6.7. Радиоактивные методы (122). 6.8. Метод Дорфмана (127). 6.9. Определение ядерных магнитных моментов в жидкостях и кристаллах (129).	
§ 7. Магнитные свойства кристаллов ^3He	129

Г л а в а 4

Аномальные магнитные моменты элементарных частиц

§ 1. Общие замечания	135
§ 2. Лэмб-ризерфордское смещение атомных уровней и аномальный магнитный момент электрона и по- зитрона	137
2.1. Лэмб-ризерфордское смещение уровней (138).	
2.2. Поправки к магнитному моменту электрона (143). 2.3. Аномальный магнитный момент позитро- на и позитрония (152).	
§ 3. Аномальный магнитный момент мю-мезонов (мю- онов) и мезоатомов	154
§ 4. Аномальные магнитные моменты нуклонов и дру- гих адронов	159
4.1. Зарядовые и магнитные форм-факторы нукло- нов (159). 4.2. Магнитные моменты адронов (169).	
4.3. Теоретико-групповой анализ структуры адрон- ных мультиплетов и гипотеза кварков (172). 4.4. Определение магнитных моментов адронов по гипо- тезе кварков (176).	

Г л а в а 5

Магнитный монополю

§ 1. Вводные замечания	182
§ 2. Квантование магнитных зарядов по Дираку . . .	184
§ 3. Взаимодействие магнитного заряда с веществом .	196
§ 4. Экспериментальные поиски монополей	200

Г л а в а 6

Нелинейные квантово-электродинамические эффекты в магнитном поле

§ 1. Общие соображения	209
§ 2. Магнито-тормозное (синхротронное) излучение . .	212
§ 3. Образование пар в магнитном поле	214

П р и л о ж е н и я

Таблица I. Электронные конфигурации и основные термы атомов элементов переходных групп d и f и атомов соседних с ними нормальных элементов	219
Таблица II. Спины и дипольные магнитные моменты атомных ядер стабильных и некоторых радиоактивных изотопов в основном состоянии	222
Таблица III. Спины, магнитные моменты и g -факторы возбужденных уровней атомных ядер	243
Литература	252

*Быть может, эти электроны —
Миры, где пять материков,
Искусства, знания, войны, троны
И память сорока веков!*

*Еще, быть может, каждый атом —
Вселенная, где сто планет;
Там все, что здесь, в объеме сжатом
Но также то, чего здесь нет...*

В. Б р ю с о в, «Мир электрона»
(Избр. соч., т. I, М., 1955, стр. 499.)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Универсальность магнетизма делает его интересным при изучении явлений природы в самых разнообразных масштабах — от элементарнейших частиц материи до безграничных космических пространств. Существенно также, что магнитные свойства интересны не только сами по себе, как яркий природный феномен, но также и потому, что они тесно связаны с другими физическими характеристиками материальных объектов. Благодаря возможности их прецизионных измерений это открывает широчайшие возможности для получения очень ценной информации практически по всему основному комплексу физических свойств различных физических тел, будь это частица атомных или субатомных размеров, макросистема в различных агрегатных состояниях, а также объект космических пространств (планеты, звезды, галактики и т. д.).

Эта вторая — информационная — сторона магнетизма приобретает особенно важное значение на современном этапе развития физической науки в связи с небывалыми темпами усложнения экспериментальной техники. Ранее, например на заре рождения современной атомной физики, «магнитная информация» также использовалась

весьма широко. Достаточно вспомнить историческую роль, которую сыграло открытие и изучение эффекта Зеемана, этого важнейшего внешнего магнитного явления в области атомной спектроскопии, а также внутренних атомных магнитных явлений, подобных магнитной тонкой и сверхтонкой структурам спектральных линий.

Очень важную роль при изучении структуры атомных ядер начинает играть определение магнитных моментов их основных и в особенности возбужденных состояний. Не менее интересен информационный аспект магнетизма в физике элементарных частиц в связи с проблемой так называемых аномальных магнитных моментов электрона, протона, нейтрона, мю-мезона, а также и более сложных систем, подобных позитронию, мюонию и мезоатомам. В этой проблеме магнетизм выступил как важнейший арбитр в оценке области применимости современной теории квантованных материальных полей — электромагнитного и электрон-позитронного. Существенный интерес приобретают измерения магнитных моментов барионов в связи с проверкой правильности гипотезы кварков. Наконец, все больше начинает волновать физиков вопрос о том, реален ли дираковский магнитный монополь? Его открытие или наложение запрета на его существование были бы событиями огромного значения для основ физической науки.

Весьма интересны проблемы, связанные с влиянием очень сильных магнитных полей на разнообразные процессы взаимодействия между материальными полями, приводящие, например, к различным нелинейным эффектам (магнитное тормозное излучение, образование электрон-позитронных пар и т. п.).

Идея написания книги по магнетизму атомных и субатомных частиц была навеяна именно этим, все возрастающим по своему значению, информационным аспектом изучения магнитных свойств материи.

При составлении настоящей монографии автор не ставил перед собой цели дать энциклопедически детальное

изложение всего содержания рассматриваемой области магнетизма с привлечением строгого математического аппарата теории. Задача предлагаемой монографии заключается, как мне кажется, в том, чтобы представить читателю в едином обзоре ситуацию, которая сложилась к настоящему времени в области изучения магнитных свойств микромира, не вдаваясь в профессиональные тонкости вопроса.

В книге имеется довольно подробная, хотя, конечно, и не полная, библиография, что может помочь удовлетворить любопытство читателя, пожелавшего разобраться тот или иной вопрос во всей его полноте и строгости.

По содержанию книга начинается с напоминания хорошо известных вопросов магнетизма первой из открытых элементарных частиц — электрона (глава 1). Затем дается сжатая сводка данных о магнитных свойствах атомных электронных оболочек (глава 2). В следующем разделе (глава 3) описаны магнитные свойства атомных ядер и образующих их нуклонов — протона и нейтрона. Здесь же дается описание и важнейших экспериментальных методов определения магнитных моментов ядер и нуклонов (подробные таблицы измеренных на опыте магнитных моментов приводятся в Приложении в конце книги). Проблеме аномальных магнитных моментов элементарных частиц, а также связи этой проблемы с гипотезой кварков уделено внимание в главе 4. В главе 5 дается достаточно подробное описание той ситуации, которая сложилась сейчас в связи с гипотезой дираковского магнитного монополя. Наконец, в заключительном разделе монографии (глава 6) очень кратко описаны магнитные нелинейные эффекты в сильных полях.

Автор, как уже отмечалось, не ставил перед собой задачу строгого математического изложения теории и полного обзора экспериментального материала, а ограничился лишь изложением общей ситуации рассматриваемой проблемы с акцентом на физическую сущность описываемых явлений. Автор надеется, что и в таком виде

представленная монография найдет широкий круг читателей среди физиков и специалистов родственных дисциплин естествознания и поможет им в их практической научной деятельности.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность рецензенту книги М. И. Каганову за ценные замечания и советы. На протяжении всей работы над рукописью книги мне помогала моя жена Л. А. Шубина, которой я также очень признателен за неизменную поддержку.

С. В. Вонсовский

СПИНОВЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА

§ 1. Спин, магнитный момент и g -фактор электрона

Среди известных в настоящее время элементарных частиц наиболее подробно изучен электрон, открытый в конце XIX столетия. Долгое время считалось, что основными характеристиками этой частицы являются ее электрический заряд и масса, а магнитные свойства проявляются лишь при движении электронов по орбитам атомов и молекул или в проводниках и катодных лучах. Однако при изучении линейчатых оптических спектров атомов обнаружили тонкую структуру спектральных линий *), объяснение природы которой заставило уточнить прежние представления об основных характеристиках электрона. Тонкая структура наиболее проста в случае водородоподобных атомов с одним валентным электроном, где она сводится к двойному расщеплению спектральных линий (дублеты). Факт появления дублетов и величину их расщепления оказалось возможным объяснить, допустив наличие у электрона собственного механического момента количества движения s — *спина*. Пришлось также допустить, что спиновый момент имеет лишь две возможные ориентации относительно внешнего магнитного поля и притом такие, что две соответствующие этим ориентациям спина проекции на направление поля, совпадающего, например, с осью z , равны по величине $\hbar/2$ и обратны по знаку, а именно:

$$s_z = \pm \frac{\hbar}{2}, \quad (1.1)$$

*) См., например, книгу Шпольского (1963). [Литература приведена в конце книги. Список авторов дан в алфавитном порядке, а работы каждого из авторов — в хронологическом порядке. — *Прим. ред.*]

где $2\pi\hbar = h = 6,626196(50) \cdot 10^{-27}$ эрг·сек — постоянная Планка *). Кроме того, оказалось, что спин электрона соответствует магнитный момент, две возможные проекции которого на направление внешнего магнитного поля равны **)

$$\mu_{\text{сп}}^z = \pm \frac{e\hbar}{2mc} = \mp \frac{|e|\hbar}{mc} s_z, \quad (1.2)$$

где $|e| = 4,803250(21) \cdot 10^{-10}$ СГСЕ — электрический заряд, $m = 9,109558(54) \cdot 10^{-28}$ г — масса покоя электрона, а $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см·сек⁻¹ ($c = 2,9979250(10) \cdot 10^{10}$ см·сек⁻¹) — скорость света, т. е. по абсолютной величине эти проекции равны магнетону Бора — естественной атомной единице магнитного момента:

$$\mu_B = \frac{|e|\hbar}{2mc} = 0,9284851(65) \cdot 10^{-20} \text{ эрг} \cdot \text{гс}^{-1}. \quad (1.2a)$$

Вначале этим новым основным свойствам электрона давалось весьма наглядное классическое толкование. А именно, предполагалось, что электрон — заряженный «шарик» — вращается вокруг оси, проходящей через его центр, а его электрический заряд при этом вращении создает собственный ток, который в свою очередь обуславливает появление магнитного момента. Отрицательный знак заряда электрона определяет антипараллельную ориентацию спина и его магнитного момента ***).

Однако при попытке такого чисто классического объяснения природы электронного спина возникли принципиальные трудности. Во-первых, для расчета магнитного момента по законам классической электродинамики необходимо было принять какие-то определенные пред-

*) Численные значения фундаментальных постоянных даны по обзору Тейлора и др. (1969). Числа в круглых скобках означают неопределенности стандартных отклонений для последних цифр в приведенных значениях постоянных.

**) Позже было установлено, что величина магнитного момента несколько отличается от (1.2). Этот вопрос будет подробно рассмотрен в гл. 4.

***) Строгую классическую электродинамику «вращающегося» электрона разработал Я. И. Френкель (1926, 1956), а также И. Е. Тамм (1929) и Томас (1926, 1927). Формулировка и решение классических релятивистских уравнений для заряженной частицы со спином позже были рассмотрены в работах Корбена (1961а, 1961б, 1962), Датцева (1962), Шчамоси (1961, 1963), Биалуса (1962), Фаркаса (1962), Лавелока (1963), Гото (1965), Вестфала (1967), Рафanelли (1967а, б), Либовича (1969), Эллиса (1971) и Рива (1972).

ставления о структуре электрона (форма, размеры, пространственное распределение заряда и т. п.). Во-вторых, в классической теории оставалось совершенно непонятным, почему спин во внешних полях может иметь лишь две различные ориентации (пространственное квантование спинового момента). И, наконец, теория не могла дать разумного объяснения так называемой *гиромагнитной аномалии* спина. Эта аномалия заключается в том, что, как видно из (1.2), отношение спинового магнитного момента к механическому (т. е. *магнитомеханическое отношение* для спина) равно

$$g_{\text{сп}}' = \left| \frac{\mu_{\text{сп}}^z}{s_z} \right| = \frac{|e|}{mc}, \quad (1.3)$$

в то время как по классическим законам для электрона, вращающегося по орбите, это отношение должно быть в два раза меньше, т. е. должно равняться величине $|e|/2mc$ [см. ниже формулу (2.9)]. Напомним, что подобная же аномалия наблюдалась при измерении гиромагнитного эффекта в ферромагнетиках [см., например, Вонсовский (1971)], с ней также встретились и при объяснении закономерностей аномального эффекта Зеемана (см. гл. 2). Эти трудности указывали на неудовлетворительность классического объяснения природы электронного спина и заставили на первых порах считать существование спина и его магнитного момента просто опытным фактом, не нашедшим себе еще адекватного теоретического объяснения, причем спин рассматривался как четвертая *внутренняя* степень свободы электрона.

§ 2. Опыт Штерна и Герлаха — определение спина и магнитного момента электрона

Наглядным и непосредственным опытом, доказывающим существование у электрона спина и магнитного момента, а также закона его пространственного квантования, является опыт Штерна и Герлаха с отклонением атомных пучков в неоднородном магнитном поле [Герлах, Штерн (1924)] *).

*) Независимо от этих авторов и одновременно с ними такие опыты были предприняты и советскими физиками П. Л. Капицей и Н. Н. Семеновым [см. книгу Дорфмана (1948)].

Схема экспериментальной установки, используемой в таких опытах, показана на рис. 1.1. В электропечи A испаряется изучаемое вещество. Из потока испарившихся молекул или атомов, выходящих из печи через малое отверстие d , с помощью ряда диафрагм bb' выделяется узкий и тонкий пучок, который попадает в пространство между полюсами BB' электромагнита и в конце концов падает на экран C . Форма сечения полюсных наконечников B и B' электромагнита, как показано на рис. 1.1,

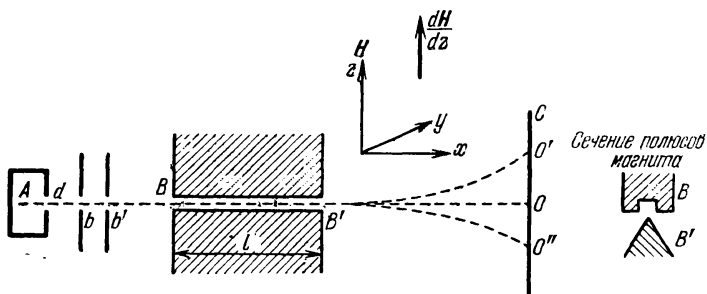


Рис. 1.1. Схема опыта по отклонению молекулярных пучков в неоднородном магнитном поле.

делается такой, чтобы магнитное поле между ними было резко неоднородным вдоль оси z , перпендикулярной к направлению пучка ($dH/dz \neq 0$).

Атомы, обладающие магнитным моментом, будут отклоняться от своего первоначального направления движения только в магнитном поле, которое уже заметно неоднородно на расстояниях порядка атомных размеров (10^{-8} см). Если это условие не выполнено, то атомы в пучке не испытают никакого отклонения и будут лишь совершать прецессию вокруг направления магнитного поля, сохраняя свое поступательное движение неизменным. Если же указанная неоднородность имеет место, то на атом, обладающий магнитным моментом μ , направленным под углом ϑ к направлению градиента поля (т. е. к оси z), будет действовать отклоняющая сила

$$\mu \frac{dH}{dz} \cos \vartheta. \quad (1.4)$$

Эта сила будет влиять на движение электрона (вдоль оси x) на участке пути длиной l (см. рис. 1.1), где $dH/dz \neq 0$. При данных значениях μ и ϑ величина отклонения

атома в конце этого пути по законам равномерно ускоренного движения равна

$$z_a = \frac{1}{2} \frac{\mu}{M} \left(\frac{dH}{dz} \right)_{\text{cp}} t^2 \cos \vartheta, \quad (1.5)$$

где M — масса атома, а $t = l/v$ — время пролета атома через пространство, в котором магнитное поле отлично от нуля (здесь v — средняя скорость атома в пучке, определяемая условиями теплового равновесия при заданной температуре в печи A).

Если бы все углы ϑ были равновероятны, то на экране C вместо узкого изображения щели в точке O получилась бы широкая полоса $O'O''$ с верхним краем O' , соответствующим отклоненным атомам с магнитным моментом, параллельным полю ($\vartheta = 0$), и с нижним краем O'' , соответствующим атомам с моментом, антипараллельным полю ($\vartheta = 180^\circ$). Фактически наблюдается совсем иная картина. Если опыт ведется с пучками водородоподобных атомов, имеющих один валентный электрон, то вместо непрерывной полосы от O' до O'' получаем два изображения щели в O' и O'' . Согласно законам квантовой механики такие атомы в нормальном состоянии не обладают орбитальными механическим и магнитным моментами (см. ниже, гл. 2) и поэтому вообще не должны были бы отклоняться в магнитном поле. Если же допустить существование спина и его магнитного момента, а также учесть правило пространственного квантования для них, то результат опыта сразу становится понятным. Двойное расщепление пучка является следствием правила пространственного квантования спинового магнитного момента, который может иметь лишь две возможные проекции: вдоль ($\vartheta = 0$) и против ($\vartheta = 180^\circ$) магнитного поля.

Эти опыты дают также возможность определить и величину проекции спинового магнитного момента на направление внешнего магнитного поля, используя измеренное на опыте отклонение атомного пучка z_a и формулу (1.5).

На рис. 1.2 приведена фотомикрограмма осадка, полученного в опыте с пучком паров натрия на экране C (Люис, 1930). При высоких температурах печи пучок состоит почти целиком из атомов и дает «двугорбую» кривую (пунктирная кривая на рис. 1.2 *). При более

*) Небольшой максимум в центральной части на пунктирной кривой соответствует нулевому отклонению, полученному от небольшой примеси молекул Na_2 , присутствующих и при высоких температурах.

низких температурах большинство атомов соединяется попарно в молекулы Na_2 , которые не имеют никакого результирующего момента (ни орбитального, ни спинowego) и поэтому без отклонения проходят через поле; это обстоятельство иллюстрируется сплошной кривой на рис. 1.2, дающей фотомикрограмму осадка неотклоненного пучка молекул натрия. В настоящее время методика подобных опытов достигла столь большого совершенства, что позволяет гарантировать точность измерений до 0,1—0,2%.

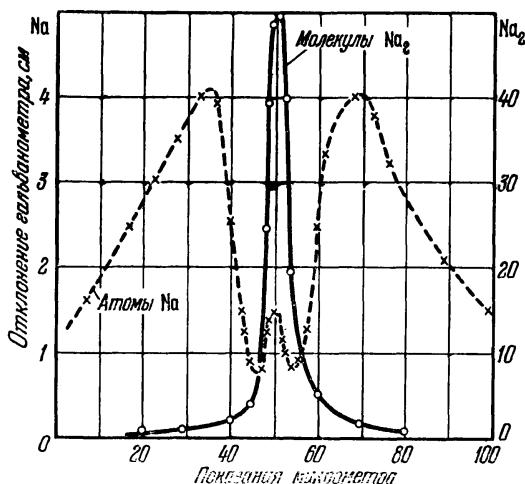


Рис. 1.2. Фотомикрограмма осадков пучка атомов (пунктирная кривая) и пучка молекул (сплошная кривая) натрия. По оси абсцисс отложены расстояния (в микронах) на фотографии осадка, по оси ординат — отклонения гальванометра: слева — для атомов Na , справа — для молекул Na_2 . [По Люису (1930).]

Эти опыты следует рассматривать как один из основных экспериментов всей атомной физики, ибо они позволили наиболее непосредственно установить атомную природу магнетизма.

§ 3. Элементы квантовой теории электронного спина

С развитием последовательной атомной теории — квантовой механики — встал вопрос о более глубоком теоретическом объяснении явления электронного спина и его магнетизма, чем это давала классическая теория. Однако решение этой задачи в рамках нерелятивистской

квантовой механики, ограниченной рассмотрением процессов, в которых скорости частиц малы по сравнению со скоростью света, оказалось невозможным. Это обусловлено тем, что явление спинового магнетизма, как всякое магнитное явление, относится к классу типичных релятивистских эффектов, для последовательного объяснения которых необходимо считаться с требованиями теории относительности.

Паули (1927) построил приближенную полуэмпирическую квантовую теорию электронного спина *), в которой существование спина и его магнитного момента просто постулировалось. Тогда, принимая, что возможны лишь две ориентации спина, из общих законов квантовой механики следовало, что если величина слагающей спина s_z в единицах $\hbar$ равна $1/2$, то величина самого вектора спина в обычных единицах равна

$$|s| = \sqrt{s(s+1)} \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar. \quad (1.6)$$

Величина вектора спинового магнитного момента соответственно равна

$$|\mu_{\text{сп}}| = \frac{|e|\hbar}{mc} \sqrt{s(s+1)} = \sqrt{3} \mu_B; \quad (1.7)$$

здесь s — спиновое квантовое число ($s = 1/2$).

Проблема электронного спина получила теоретическое обоснование после того, как Дираку (1928) удалось построить *релятивистскую* квантовую теорию электрона. В этой теории отпала необходимость постулировать существование спина и его магнитного момента. Они автоматически получались из теории, и именно такими, как этого требовал опыт. Теория Дирака, в которой существование спина не предполагается, а выводится из самой теории, ясно показала недопустимость (с принципиальной стороны) наглядного классического толкования спина как результата вращения электрона — шарика. Заметим, что если и попробовать дать наглядную иллюстрацию спину, то его появление следует приписать специфически квантовым кинематическим свойствам поступательного движения электрона. Поэтому спиновый магнитный момент называют *кинематическим* в отличие от «истинного»

*) См., например, монографии Френкеля (1935), Блохинцева (1961), Бома (1965), Ландау и Лифшица (1963).

момента, который наблюдается у некоторых других частиц, например, у протона или нейтрона (см. ниже, гл. 3).

Весьма простое и вместе с тем строгое изложение решений релятивистского волнового уравнения Дирака можно найти, например, во втором томе книги Шпольского (1950) или в монографии Шиффа (1957). В цитированных выше работах Корбена (1961а, 1961б, 1962) и Датцева (1962) приведено интересное физическое решение классических релятивистских уравнений для частицы, обладающей спинным моментом, и сравнение с решением уравнений Дирака. См. также по этому вопросу работы Ниборга (1962), Либовича (1969), Сутторпа и де Гроота (1970), Кона (1969) и Завадского (1971).

Иногда (Френкель, 1935) дираковский электронный спин связывают с дополнительным быстро колебательным движением релятивистского электрона (так называемое «дрожание», по Шредингера — Zitterbewegung). Эти представления изложены, например, в обзоре Крамерса (1938), а их дальнейшее детальное развитие дано в ряде работ Ямасаки (1964, 1965, 1966, 1968), а также в работах Броуне (1970) и Кроутера и Тер Хаара (1971).

Волновое уравнение Дирака [см., например, книгу Давыдова (1963)] для электрона, движущегося в центрально-симметричном поле с потенциалом $\varphi(r)$, имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(r, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(r, t), \quad (1.8)$$

где $\psi(r, t)$ — волновая функция, а $\hat{H}$ — оператор энергии (гамильтониан) релятивистского электрона в центральном поле:

$$\hat{H} = c\alpha p + \beta mc^2 + e\varphi(r). \quad (1.9)$$

Здесь $p = -i\hbar \nabla$ — оператор импульса, а $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ и β — попарно антикоммутирующие матрицы (т. е. $\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i = \alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0$, $i \neq j = x, y, z$), квадраты которых равны единице: $\alpha_x^2 = \alpha_y^2 = \alpha_z^2 = \beta^2 = 1$. В простейшем представлении явный вид матриц таков:

$$\beta = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}, \quad \alpha_x = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (1.10)$$

$$\alpha_y = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \alpha_z = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{vmatrix},$$

или в более краткой записи

$$\alpha = \begin{vmatrix} 0 & \sigma \\ \sigma & 0 \end{vmatrix}, \quad \beta = \begin{vmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{vmatrix}, \quad (1.10a)$$

где σ (σ_x , σ_y , σ_z) — матрицы Паули,

$$\sigma_x = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}, \quad (1.11)$$

а $I = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$ — единичная матрица.

Еще из классической механики хорошо известно, что в центрально-симметричном поле момент количества движения является интегралом движения. Поэтому можно было бы ожидать, что орбитальный момент количества движения $L = [r, p]$ релятивистского электрона — также интеграл движения. Однако это не так. Действительно, покажем, что оператор $\hat{L} = [\hat{r}, \hat{p}]$ не коммутирует с гамильтонианом (1.9). Например, для z -компоненты орбитального момента L_z из (1.9) и определения момента находим:

$$\begin{aligned} \hat{L}_z \hat{H} - \hat{H} \hat{L}_z &= c\alpha [(x\hat{p}_y - y\hat{p}_x) \hat{p} - \hat{p} (x\hat{p}_y - y\hat{p}_x)] = \\ &= i\hbar c (\alpha_x \hat{p}_y - \alpha_y \hat{p}_x) \neq 0, \end{aligned} \quad (1.12)$$

откуда ясно, что $\hat{L}_z$ не коммутирует с $\hat{H}$ и потому не является интегралом движения. То же можно показать и для $\hat{L}_y$ и $\hat{L}_x$. Этот результат означает, что в релятивистском случае в центральном поле интегралом движения является не орбитальный момент количества движения, а полный момент, равный сумме орбитального и еще некоторого добавочного момента.

Действительно, можно показать, что сохраняющейся величиной будет сумма $\hat{L} + \hat{s}$, где добавочный момент $\hat{s}$ связан с матрицей Паули (1927) простым соотношением:

$$\hat{s} = \frac{1}{2} \hbar \sigma. \quad (1.13)$$

Для вычисления перестановочного соотношения, например, между $\hat{s}_z$ и $\hat{H}$ следует воспользоваться перестановочными соотношениями для матриц Паули (1.11)

$$\sigma_k \sigma_l = -\sigma_l \sigma_k = i\sigma_m, \quad \sigma_k^2 = I \quad (k \neq l \neq m = x, y, z) \quad (1.14)$$

и определением дираковских матриц (1.10). Это дает:

$$\sigma_z \alpha_x = -\alpha_x \sigma_z = i\alpha_y, \quad \sigma_z \alpha_y = -\alpha_y \sigma_z = -i\alpha_x, \quad \sigma_z \alpha_z = \alpha_z \sigma_z.$$

В итоге находим:

$$\hat{s}_z \hat{H} - \hat{H} s_z = \frac{\hbar c}{2} (\sigma_z \hat{\alpha} \hat{p} - \hat{\alpha} \hat{p} \sigma_z) = i \hbar c (\alpha_y \hat{p}_x - \alpha_x \hat{p}_y). \quad (1.15)$$

Из сравнения (1.15) и (1.12) видно, что сохраняется в общем случае лишь *полный* момент, в частности его проекция на ось z :

$$\hat{J}_z = \hat{L}_z + \frac{\hbar}{2} \sigma_z. \quad (1.16)$$

Проекция $\hat{s}_z$ оператора спинного момента в общем случае не является интегралом движения (только в состоянии с определенным значением импульса электрона вдоль оси z , когда $\hat{\alpha} \hat{p} = \alpha_z \hat{p}_z$, проекция спинного момента $\hat{s}_z$ — интеграл движения).

Этот триумф теории Дирака, правильно предсказавшего g -фактор для электрона со спином $1/2$, может быть легко распространен на частицы со спином 1 [см. Юкава и др. (1938), Бельинфанте (1939)]. Однако обобщение на случаи с $s > 1$ приводит к большим математическим трудностям, поскольку для более высоких значений спина быстро растет число его возможных компонент $2s + 1$. Расчет для $s = 3/2$ провел Бельинфанте (1953), для $s = 2$ — Туманов (1964), для $s = N + 1/2$ (N — целое число $1, 2, 3$ и т. д.) — Молдауэр и Кэйз (1956); в этих работах было найдено, что g -фактор пропорционален обратной величине спина s^{-1} :

$$g = \frac{e}{2mc} \frac{1}{s}.$$

Общее решение для случая произвольного спина, подтвердившее эти результаты, дано в более поздней работе Хагена и Хэрли (1970) из общих требований галилеевской инвариантности, с учетом первого порядка всех производных, входящих в волновые уравнения соответствующих частиц со спином s . См. также по этому вопросу работы Фаустова (1970) и Кразе и др. (1971).

В связи с проблемой существования элементарных частиц с высшими значениями спина (с квантовыми числами $s > 1/2$) следует упомянуть работы Тамма и Гинзбурга [см., например, Тамм (1940), Гинзбург (1941), Гинзбург, Тамм (1947)]. За подробностями отсылаем читателя к этим работам, а также к недавнему обзору, написанному по этому вопросу Гинзбургом (1972). Кроме того, в работе Вонсовского и Свирского (1972) показано,

что в теории Дирака (1928) релятивистский электрон обладает не только спином, но и псевдоспином, две возможные проекции которого соответствуют двум возможным значениям проекции скорости электрона $+c$ и $-c$ на направление импульса электрона.

§ 4. Возможность измерения спинового момента свободного электрона

Из опытов по отклонению молекулярных пучков в магнитном поле, строго говоря, вытекает лишь то, что атом как целое обладает тем или иным значением магнитного момента. Из косвенных соображений о характере орбитальных состояний этот наблюдаемый атомный магнетизм в ряде случаев приписывают электронному спину, хотя непосредственно из самого результата опыта этого не вытекает. Таким образом, опыты с молекулярными пучками сами по себе не дают возможности однозначно разделить магнитные эффекты спина электрона и его орбитального движения. Поэтому на первый взгляд кажется весьма желательным провести аналогичный опыт с пучком свободных электронов.

Однако такой опыт по определению магнитного момента у свободного электрона, как показал Бор [см. Гейзенберг (1932а), Паули (1947)], обречен на неудачу. Это является простым следствием соотношения неопределенностей квантовой механики. Действительно, поскольку спиновый магнетизм электрона носит кинематический характер, его нельзя отделить от магнитных эффектов, связанных с поступательным движением электрона как заряженной частицы. Оказывается, что при любой попытке определения магнитного момента спина вносится неизбежная неопределенность в величину импульса электрона, которая обуславливает неопределенность магнитного действия от поступательного движения, всегда превышающую весь магнитный эффект спина.

Рассуждения Бора сводятся кратко к следующему. Пусть положение электрона определено с точностью Δr и мы хотим, например, с помощью какого-нибудь измерительного прибора (магнитометра) определить магнитный момент спина μ на расстоянии r по создаваемому им полю $H \sim \mu/r^3$. Это можно сделать лишь при условии, что $\Delta r \ll r$. Согласно принципу Гейзенберга [см. Блохинцев (1961)] ($\Delta r \Delta p \geq \hbar/2$), никогда нельзя быть уверенным,

что электрон, положение которого определено с точностью Δr , не обладает импульсом $\Delta p \geq \hbar/2\Delta r$. Но если электрон обладает таким импульсом, то как движущийся заряд e он на расстоянии r будет создавать магнитное поле

$$H_{\text{орб}} \sim \frac{e\Delta p}{mcr^2} = \frac{e\hbar}{2mcr^2\Delta r}.$$

Для того чтобы можно было отделить действие спинового момента электрона от магнитного эффекта его поступательного движения, необходимо, чтобы поле $H_{\text{сп}}$ было гораздо больше, чем $H_{\text{орб}}$, т. е.

$$\frac{\mu}{r^3} \gg \frac{e\hbar}{2mcr^2\Delta r}, \text{ или } \Delta r \gg r,$$

поскольку $\mu \sim e\hbar/2mc$. Однако требование $\Delta r \gg r$ противоречит первоначальному условию возможности наблюдения эффекта $H_{\text{сп}}$. Отсюда и вытекает, что такого рода способы измерения спинового магнитного момента электрона невозможны. [Более детальный разбор конкретных условий невозможности постановки опыта типа Штерна — Герлаха для пучка свободных электронов читатель может найти в монографии Мотта и Месси (1951).]

Не нужно думать, однако, что мы имеем дело с какой-то принципиальной ненаблюдаемостью электронного спина. Спиновый магнитный момент свободного электрона нельзя никогда однозначно отделить от его орбитального момента лишь в опытах, к которым применимо классическое понятие траектории частицы; это лишний раз указывает на то, что спин электрона нельзя толковать наглядно с помощью понятий классической механики. Однако для доказательства наличия спина свободного электрона возможно использовать другие эксперименты, не связанные с понятием классической траектории частицы. Этого можно достичь, если изучать, например, так называемую поляризацию электронных волн (пучков свободных электронов), которая является прямым следствием существования электронного спина.

Эффект поляризации электронов в поле незранированного (электронной оболочкой) атомного ядра был впервые рассчитан Моттом (1929). Существенно, чтобы электрические поля, на которых рассеиваются поляризующиеся пучки электронов, были бы сильно неоднородными в микромасштабах (на длинах порядка 10^{-8} см). Физическая причина, обуславливающая само явление поляри-

зации, заключается в том, что рассеяние электрона зависит от спин-орбитального взаимодействия спинового магнитного момента электрона с магнитным полем, создаваемым его движением в электрическом поле рассеивающего объекта (например, атомного ядра). Эти опыты очень сложны и привели к положительному результату после ряда неудач лишь через 15 лет после теоретического предсказания эффекта Моттом (1929). Дальнейший теоретический анализ был проведен в работах Ландау (1940) и Соколова (1946).

Детальный обзор работ этого интересного раздела электронной физики дали Тольхок (1956) и Пейдж (1959); см. также Фредкин и Гуд (1961), Шупп и др. (1961). К ним мы и отсылаем читателей, интересующихся этим вопросом.

Здесь мы лишь отметим еще три очень интересные работы — Калькара (1972а, б) и Фараго (1972), в которых детально обсуждается вопрос об измеримости спина и магнитного момента свободного электрона. В первой работе автор отмечает, что невозможность измерения спинового магнитного момента свободного электрона с помощью опытов типа Штерна — Герлаха не подразумевает каких-либо ограничений на измеримость спина (т. е. механического момента) свободного электрона. Калькар предлагает чисто классический способ определения спина электрона с помощью измерительного устройства в виде жесткого макроскопического ротатора с определенной зафиксированной осью вращения. Измерение осуществляется путем передачи слагающей электронного спина вращательным степеням свободы макроскопического тела.

Фараго в своей работе считает совершенно правильным положение Калькара о том, что определение спина и спинового магнитного момента свободного электрона можно рассматривать как две разные задачи (это обстоятельство очень детально и ясно показано в статье Калькара). Однако Фараго убедительно показывает ошибочность утверждения, что спин свободного электрона можно измерить в опыте, основанном целиком на классических представлениях. При этом он показывает, что «мысленный опыт», предложенный Калькаром, неприемлем потому, что ему недостает решающего элемента реальности, а именно отсутствует то взаимодействие между электроном и макросистемой, с помощью которого осуществляется передача механического момента от электрона к классическому телу — ротатору. Таким образом, лишь в

неклассических опытах возможно определение не только магнитного, но и механического спинового момента, как об этом говорилось выше.

Однако в работе Калькара (19726) оспариваются возражения Фараго.

Детали дискуссии Калькара и Фараго очень интересны; с ними читатель может ознакомиться в самих работах этих авторов. О квантовых методах определения спина электрона см. также обзорную статью Фараго (1971).

§ 5. Спин и магнитный момент позитрона

Все вышеизложенное о магнетизме электрона можно перенести и на другую элементарную частицу — *позитрон*, который отличается от электрона лишь положительным знаком своего электрического заряда, т. е. является *античастицей* электрона. Эта частица гораздо более редкая, чем электрон. Она не является составной частью атомной оболочки, весьма легко аннигилирует при столкновении с электроном.

Опыты по непосредственному обнаружению и измерению спинового магнетизма позитрона пока еще не предпринимались [см. по этому вопросу обзор Тольхока (1956)]. Имеется возможность получить косвенные сведения о спине и магнитном моменте позитрона. Из релятивистской квантовой теории электрона и позитрона следует, что их взаимодействие (столкновение) может приводить не только к их аннигиляции с испусканием γ -квантов, но также и к возникновению метастабильных связанных состояний атомного типа. Это образование носит название *позитрония* [см. по этому вопросу, например, работы Руарка (1945), Иваненко и Соколова (1947), Померанчука (1948), Ландау (1948), Берестецкого и Ландау (1949а, б)].

Теория [см. Дейч и Дулит (1951), Дейч и Броун (1952)] предсказывает существование двух близких состояний: основного 1S с антипараллельными спинами электрона и позитрона (*парапозитроний*) и возбужденного 3S состояния с энергией возбуждения $8,2 \cdot 10^{-4}$ эв (*ортопозитроний*). При этом время жизни парапозитрония (распадающегося на два фотона) порядка 10^{-10} сек, а ортопозитрония (с распадом на три фотона) — порядка 10^{-7} сек, что вполне доступно для наблюдения. В 1951—1952 гг. Дейч и Дулит (1951), Дейч и Броун (1952) впервые экс-

периментально обнаружили позитроний. В настоящее время уже опубликовано много работ по опытному определению времен жизни и спектра позитрония (включая тонкую и сверхтонкую структуру — СТС). В случае позитрония, когда частица, играющая роль ядра атома, и частица, обращающаяся по орбите, обладают одинаковыми массами, а, следовательно, и одинаковыми магнитными моментами, расщепления уровней тонкой и сверхтонкой структуры (см. ниже, гл. 2 и 3) оказываются одного порядка величины.

Хорошее согласие опытных данных по изучению позитрония с теорией можно считать убедительным доказательством равенства магнитных моментов электрона и его античастицы — позитрона.

Более подробные сведения о свойствах позитрония читатель может найти в монографиях по квантовой электродинамике [см., например, Ахиезер и Берестецкий (1959), Соколов (1958), Берестецкий, Лифшиц и Питаевский (1968).]

В гл. 4 будет описано новое, нашедшее блестящее опытное подтверждение уточнение релятивистской квантовой теории, которая дает более точное значение магнитного момента электрона (а также позитрона) и его g -фактора.

МАГНЕТИЗМ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМА

После знакомства с магнитными свойствами электронов как элементарных частиц естественно перейти к рассмотрению магнетизма простейших коллективов этих частиц — электронных оболочек атомов.

Магнитные свойства электронной оболочки атома обуславливаются тремя причинами: орбитальным движением электронов, электронными спинами и магнетизмом атомного ядра.

§ 1. Орбитальный магнетизм оболочки одноэлектронного атома

1.1. Квазиклассический расчет

Остановимся прежде всего на магнитных свойствах орбитального движения электронов. Ограничиваясь классическим рассмотрением движения электрона по орбите, можно получить связь между магнитным и механическим моментами.

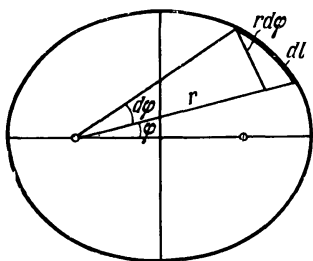


Рис. 2.1. Эллиптическая орбита электрона (для расчета орбитальных магнитных моментов).

Действительно, движение электрона по эллиптической орбите с периодом обращения T эквивалентно замкнутому току с силой

$$i = \frac{e}{cT}. \quad (2.1)$$

Магнитный момент этого тока равен произведению силы тока

на площадь электронной орбиты (см. рис. 2.1)

$$S = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} r^2 d\varphi \quad (2.2)$$

(φ — угол, который составляет радиус-вектор, проведенный из фокуса, с главным диаметром эллипса), т. е.

$$\mu_{\text{орб}} = iS = \frac{eS}{cT} . \quad (2.3)$$

Момент количества движения электрона p_{φ} , в соответствии с законом сохранения момента, постоянен и равен по определению

$$p_{\varphi} = mr^2 \frac{d\varphi}{dt} \quad (2.4)$$

($d\varphi/dt$ — угловая скорость электрона по орбите). Подставляя r^2 из (2.4) в (2.2), находим:

$$S = \frac{p_{\varphi}}{2m} \int_0^T dt = \frac{p_{\varphi} T}{2m} . \quad (2.5)$$

Поэтому для $\mu_{\text{орб}}$, в силу (2.5) и (2.3), получаем:

$$\mu_{\text{орб}} = \frac{e}{2mc} p_{\varphi} . \quad (2.6)$$

Из боровского правила квантования орбит (Шпольский, 1963) следует, что

$$p_{\varphi} = l\hbar \quad (l = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (2.7)$$

(l — угловые или орбитальные квантовые числа, n — главные квантовые числа); поэтому по (1.2а) и (2.6) имеем:

$$\mu_{\text{орб}} = l \frac{e\hbar}{2mc} = l\mu_{\text{Б}} . \quad (2.8)$$

Таким образом, старая полуклассическая квантовая механика утверждала, что магнитный момент орбитального движения электрона в атоме должен быть кратным магнетону Бора, а отношение этого магнитного момента к механическому, согласно (2.6), равно

$$g'_{\text{орб}} = \frac{\mu_{\text{орб}}}{p_{\varphi}} = \frac{e}{2mc} , \quad (2.9)$$

т. е. в два раза меньше, чем соответствующее отношение для спиновых моментов [ср. (1.3)]. Обычно это так называемое *магнитомеханическое отношение* выражают в единицах $e/2mc$, поэтому вместо (1.3) и (2.9) имеем:

$$g_{\text{сп}} = 2, \quad g_{\text{орб}} = 1 . \quad (2.9a)$$

1.2. Квантовый расчет (пространственное квантование орбит)*)

Квантовая механика внесла уточнение в эту картину, а именно, в результате точного решения уравнения Шредингера для случая движения в центрально-симметричном поле атомного ядра было показано, что величина вектора момента количества движения для стационарного состояния электрона, в одноэлектронном атоме, т. е. в атоме водорода или в водородоподобных ионах He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} и т. д. (которое лишь условно можно назвать орбитальным движением), определяется не по формуле (2.7), а по другой формуле:

$$|l| = \sqrt{l(l+1)} \hbar, \quad (2.10)$$

и возможные значения орбитального квантового числа l при данном главном квантовом числе n , в отличие от (2.7), равны

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1). \quad (2.10a)$$

Аналогично, для магнитного момента вместо (2.8) получаем:

$$\mu_{\text{орб}} = \sqrt{l(l+1)} \frac{e\hbar}{2mc} = \sqrt{l(l+1)} \mu_B. \quad (2.11)$$

Отношение же $g_{\text{орб}}$ остается таким же, как это дает (2.9).

Однако из (2.1), (2.10a) и (2.11) видно, что могут быть стационарные состояния атома с $l = 0$, в которых нет ни механического ($|l| = 0$), ни магнитного ($\mu_{\text{орб}} = 0$) моментов. Эти состояния со «статическим» распределением плотности заряда электронного облака атомной оболочки принято называть s -состояниями; состояния с $l = 1, 2, 3, \dots$ обозначают соответственно как p -, d -, f -, $\dots$ состояния.

Из уравнений квантовой механики без всяких добавочных предположений следует, что проекции вектора механического момента l (в единицах $\hbar$), например, на направление внешнего магнитного поля H или ось z могут быть не любыми, а лишь вполне определенными, образуя дискретную совокупность значений (пространственное квантование):

$$l_z = m_l \hbar. \quad (2.12)$$

*) См., например, Ландау и Лифшиц (1963).

Величины этих возможных проекций вектора l определяются магнитными орбитальными квантовыми числами m_l , которые при данном l могут принимать $2l + 1$ значений:

$$m_l = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, l-1, l. \quad (2.12a)$$

На рис. 2.2 приведена графическая иллюстрация пространственного квантования орбитального момента для f -состояния с $l = 3$.

Такое же правило пространственного квантования имеет место и для магнитного момента, проекции которого в единицах μ_B определяются квантовыми числами m_l , т. е.

$$(\mu_{орб})_H = m_l \mu_B. \quad (2.13)$$

Таким образом, проекции как спинового, так и орбитального магнитного момента остаются и в квантовой механике кратными магнетону Бора, в то время как величины самих векторов $\mu_{сп}$ и $\mu_{орб}$ не кратны магнетону Бора из-за появления факторов $\sqrt{s(s+1)}$ в (1.7) и $\sqrt{l(l+1)}$ в (2.11).

Квантовая механика не дает возможности определить полностью вектор механического или магнитного момента, т. е. определить одновременно его абсолютную величину и направление. Одновременно можно говорить лишь об абсолютном значении вектора и одной (любой) из возможных его проекций на направление какого-то внешнего поля (поля квантования). О других двух составляющих вектора момента при этом не имеет смысла говорить. Этот вывод является прямым следствием соотношения неопределенностей квантовой механики.

В целях наглядной классической иллюстрации соотношения неопределенностей для векторов механического или магнитного моментов можно сказать, что эти векторы могут быть определены с точностью до прецессии вокруг какого-то направления поля, а проекции этих векторов на плоскость, перпендикулярную к полю, «в среднем» по времени равны нулю.

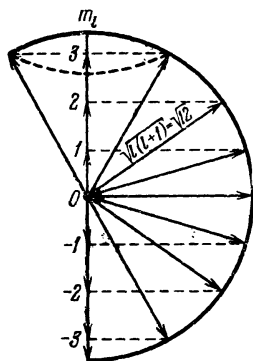


Рис. 2.2. Пространственное квантование (и прецессия) орбитального механического момента электрона (для случая $l = 3$).

§ 2. Орбитальный и спиновый магнетизм оболочки многоэлектронных атомов

2.1. Векторная модель электронной оболочки

а) *Правила сложения моментов.* В оболочке многоэлектронных атомов [см., например, Шифф (1957), Компанеец (1957), Блохинцев (1961), Ландау и Лифшиц (1963)] в приближении центрально-симметричного самосогласованного поля можно сохранить те же квантовые характеристики состояний отдельных электронов, как и в одноэлектронном атоме водорода (т. е. квантовые числа n , l , m_l , m_s). Квантовое состояние многоэлектронного атома прежде всего определяется электронной конфигурацией, т. е. заданием чисел электронов с данными n и l . В соответствии с принципом Паули в каждом эквивалентном состоянии (с данными n и l) может находиться не более $2(2l + 1)$ электронов; когда это число достигнуто, возникает *замкнутый электронный слой* $nl^{2(2l+1)}$. В табл. 2.1 приведена схема последовательного заполнения слоев электронной оболочки атомов.

Таблица 2.1

Последовательное заполнение электронных слоев
в оболочках атомов

n	Конфигурация с данными n и l							Полное число элек- тронов в слое	Символ слоя
	s ($l=0$)	p ($l=1$)	d ($l=2$)	f ($l=3$)	g ($l=4$)	h ($l=5$)	k ($l=6$)		
1	$1s^2$							2	K
2	$2s^2$	$2p^6$						8	L
3	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$					18	M
4	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$4f^{14}$				32	N
5	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{14}$	$5g^{18}$			50	O
6	$6s^2$	$6p^6$	$6d^{10}$	$6f^{14}$	$6g^{18}$	$6h^{22}$		72	P
7	$7s^2$	$7p^6$	$7d^{10}$	$7f^{14}$	$7g^{18}$	$7h^{22}$	$7k^{26}$	98	Q

Для полного описания квантовых состояний оболочек многоэлектронных атомов, кроме электронной конфигурации, необходимо задать также полные моменты: орбитальный L и спиновый S . Орбитальное квантовое число L , определяющее суммарный момент L , имеет, например, в случае двух электронов с квантовыми

числами l_1 и l_2 следующие возможные значения:

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, l_1 - l_2 \quad (l_1 \geq l_2). \quad (2.14)$$

Величины вектора L и суммарного орбитального магнитного момента μ_L равны соответственно:

$$|L| = \sqrt{L(L+1)}\hbar \quad \text{и} \quad |\mu_L| = \sqrt{L(L+1)}\mu_B. \quad (2.15)$$

Проекции этих векторов на направление внешнего поля H квантуются так же, как и в случае одного электрона. Они определяются в единицах $\hbar$ ($2L+1$) магнитными орбитальными квантовыми числами:

$$m_L = -L, -(L-1), \dots, (L-1), L.$$

Аналогичные правила сложения имеют место и для суммарного спинowego момента S и соответствующего ему магнитного момента μ_S , величины которых равны

$$|S| = \sqrt{S(S+1)}\hbar \quad \text{и} \quad |\mu_S| = 2\sqrt{S(S+1)}\mu_B. \quad (2.16)$$

Проекции же этих векторов на направление магнитного поля H соответственно также кратны величинам $\hbar$ и μ_B и определяются ($2S+1$) полными спинowymi магнитными квантовыми числами:

$$m_S = -S, -(S-1), \dots, (S-1), S.$$

Полный момент количества движения J электронной оболочки атома является векторной суммой результирующего орбитального момента L и результирующего спинowego момента S :

$$J = L + S \quad (2.17)$$

[правило связи моментов Рассела — Саундерса см. в книгах: Шпольский (1963), Блохинцев (1961), Герцберг (1948), Зоммерфельд (1956), Кондон и Шортли (1949)].

Полное угловое квантовое число J , если $L \geq S$, принимает следующие значения:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, L - S + 1, L - S \quad (2.17a)$$

(всего $2S+1$ значений), а если $L < S$, то

$$J = S + L, S + L - 1, \dots, S - L + 1, S - L \quad (2.17b)$$

(всего $2L+1$ значений).

$$m_L + m_S$$

Величина вектора $\mathbf{J}$ при этом равна

$$|\mathbf{J}| = \sqrt{J(J+1)} \hbar. \quad (2.18)$$

Проекции вектора $\mathbf{J}$ на направление внешнего поля имеют, так же как и проекции векторов $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$, лишь целочисленные значения в единицах $\hbar$ и определяются

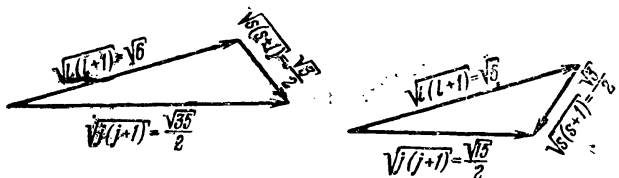


Рис. 2.3. Сложение орбитального (l) и спинного (s) механических моментов электрона в атоме (случай с $l = 2$ и $s = 1/2$).

результатирующими магнитными квантовыми числами m_J , которые могут иметь $2J + 1$ различных значений:

$$m_J = -J, -(J-1), \dots, (J-1), J \quad (2.18a)$$

и, следовательно,

$$\cos(\widehat{\mathbf{J}, \mathbf{H}}) = \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}}. \quad (2.18б)$$

В атоме с одним электроном полный момент обозначают через $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$. Если $l = 0$, то имеется лишь одно значение полного углового квантового числа: $j = s = 1/2$; если $l > 0$, то два значения: $j = l + 1/2$, $l - 1/2$. Таким образом, j равно нечетному полуцелому числу: $1/2, 3/2, 5/2$ и т. д. На рис. 2.3 приведена в качестве примера графическая картина сложения векторов $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$ для случая $l = 2$, $s = 1/2$ и $j = 3/2, 5/2$.

б) *LS- и jj-связь*. В приведенных выше приближенных правилах векторного сложения спиновых и орбитальных моментов электронов в атомной оболочке это сложение производится в таком порядке: сначала складываются орбитальные и спиновые моменты $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$, а затем эти последние — в полный момент $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Такое сложение соответствует уже упоминавшейся *LS-связи Рассела — Саундерса* или *нормальной связи*, т. е. приближению, законному, когда электростатическое взаимодействие между электронами в атомной оболочке значительно превышает по величине магнитное (спин-орбитальное) взаимо-

действие *). Поэтому разности энергий состояний электронной оболочки с различными моментами L и S заметно больше, чем разности ее энергий с данными L и S , но различными J , т. е. с различными взаимными ориентациями заданных по величине векторов L и S . Эти близлежащие уровни (т. е. с данными L и S , но различными J) образуют в мультиплете уже упоминавшуюся в гл. 1 так называемую *тонкую структуру* энергетического спектра оболочки атома (см. Кондон и Шортли, 1949).

Таким образом, в случае LS -связи Рассела — Саундерса, интегралами движения, кроме полного момента J всех электронов, являются их суммарный орбитальный момент с оператором

$$\hat{L} = \sum_k \hat{l}_k$$

и суммарный спиновый момент с оператором

$$\hat{S} = \sum_k \hat{s}_k.$$

Суммы надо понимать в смысле векторного сложения.

Состояния атома в схеме LS -связи характеризуются четырьмя квантовыми числами L , S , m_L , m_S или L , S , J , m_J . При этом энергия состояний зависит только от квантовых чисел L и S .

Релятивистское спин-орбитальное взаимодействие зависит от угла между векторами L и S . В оболочках атомов тяжелых элементов магнитная энергия спин-орбитальной связи может превышать энергию остаточного электростатического взаимодействия (скорости электронов во внутренних слоях оболочки этих атомов близки к скорости света и поэтому релятивистские магнитные эффекты очень велики). В этом случае имеет место другое приближение — векторы l_k и s_k отдельных электронов сначала связываются не с такими же векторами других электронов, а между собой в вектор полного момента данного электрона: $j_k = l_k + s_k$. И только затем происходит

*) Строго говоря, здесь речь идет о так называемом остаточном электростатическом взаимодействии, характеризуемом оператором разности полного взаимодействия $\sum_k e^2/r_{ik}$ и центрально-симмет-

ричного самосогласованного потенциала $V(r_i)$, действующего на i -й электрон, где суммирование по k идет по всем остальным $\left[\sum_k e^2/r_{ik} - V(r_i) \right]$ электронам, кроме i -го.

сложение отдельных j_k в суммарный момент атома J . Это приближение носит название *jj-связи* *) (см. Кондон и Шортли, 1949).

Наглядно можно представить себе, что при *LS-связи* скорость прецессии векторов L и S вокруг результирующего вектора J (см., например, рис. 2.2 и рис. 2.4)

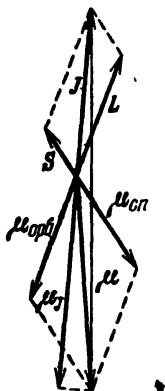


Рис. 2.4. Сложение механических (спинового S и орбитального L) и магнитных ($\mu_{\text{сп}}$ и $\mu_{\text{орб}}$) моментов электронной оболочки атома. Из схемы видно, что из-за отрицательного знака электронного заряда ($e < 0$) магнитные моменты $\mu_{\text{сп}}$ и $\mu_{\text{орб}}$ антипараллельны соответствующим механическим моментам, а из-за гиромангнитной аномалии спина вектор суммарного магнитного момента μ составляет с суммарным вектором механического момента J угол, меньший 180° . μ_J — проекция суммарного магнитного момента на направление вектора J .

мала. Поэтому величины L и S в хорошем приближении и являются интегралами движения даже при учете спин-орбитального взаимодействия. В случае *jj-связи* L и S перестают быть интегралами движения даже приближенно и единственный смысл имеет вектор J , который сохраняется и определяется истинным квантовым числом полного момента J .

в) *Кратность вырождения уровней и мультиплеты тонкой структуры.* Как уже отмечалось выше, для полного описания квантовых состояний электронной оболочки многоэлектронного атома, кроме конфигурации элек-

*) В реальных атомах *jj-связь* не реализуется в чистом виде. Фактически обычно имеют дело со случаем промежуточной связи, когда энергия остаточного взаимодействия и спин-орбитальная энергия сравнимы по величине.

тронов, нужно знать орбитальные и спиновые моменты оболочки *). А именно, состояния с одинаковой конфигурацией, но различными L и S обладают различными энергиями из-за электростатического взаимодействия между электронами. Эти разности энергий обычно лежат в интервале $0,1—1$ эв, что, как правило, в несколько раз меньше разности энергий между уровнями с различной конфигурацией электронов (порядка нескольких эв). Если бы кроме электростатического взаимодействия в оболочке атома не было других связей, то каждый атомный уровень с данными L и S в соответствии с различными возможными ориентациями этих векторов в пространстве был бы $(2L + 1)(2S + 1)$ -кратно вырожден.

Однако под влиянием существующих в атоме магнитных взаимодействий электронов (спин-орбитальных и т. п.), в том случае, когда они малы по сравнению с электростатическим взаимодействием (это имеет место всегда, за исключением упомянутого выше случая jj -связи в атомах тяжелых элементов таблицы Менделеева), может происходить расщепление $(2L + 1)(2S + 1)$ -кратно вырожденного уровня с заданными L и S на совокупность (мультиплет тонкой структуры) близких по энергии уровней с различными значениями полного момента J . Число уровней! в таком мультиплете, согласно (2.17а) или (2.17б), равно соответственно $2S + 1$ или $2L + 1$ **).

Каждый из уровней мультиплета с данным J остается вырожденным по направлению вектора J . Кратность

*) Кроме того, необходимо знать также *четность* состояний [см., например, § 31 в книге Компанейца (1957)]. Напомним, что состояние четно, если соответствующая ему волновая функция не меняет знака при замене координат $x = -x'$, $y = -y'$, $z = -z'$, и нечетно при изменении знака. В многоэлектронном атоме четность волновой функции определяется четностью суммы $\sum_k I_k$.

**) Порядок величины энергетического расщепления в таком мультиплете находим по классической формуле энергии взаимодействия двух магнитных диполей с моментами μ , находящихся на расстоянии r , а именно μ^2/r^3 . Согласно (1.2а) $\mu \sim 10^{-20}$ СГСМ, а среднее расстояние $r \sim 0,5 \cdot 10^{-8}$ см. Таким образом, $\frac{\mu^2}{r^3} \sim \frac{10^{-40} \cdot 10}{10^{-24}} \sim 10^{-15}$ эрг $\sim 0,001$ эв. Эти энергии действительно гораздо меньше упомянутых выше электростатических энергетических интервалов $\sim 0,1—1,0$ эв. Это справедливо практически для всех атомов, за исключением тяжелых элементов, где из-за больших μ и меньших эффективных радиусов «магнитные» энергии могут быть одного порядка с электростатическими.

этого вырождения равна $2J + 1$. Сумма чисел $2J + 1$ со всеми возможными значениями J при заданных L и S равна:

$$\sum_{L+S}^{|L-S|} (2J+1) = \begin{cases} \frac{1}{2}(2L+2S+1+2L-2S+1)(2S+1) & \text{при } L \geq S, \\ \frac{1}{2}(2S+2L+1-2L+2S+1)(2L+1) & \text{при } S > L, \end{cases}$$

т. е. совпадает с указанной выше полной кратностью вырождения: $(2L+1)(2S+1)$.

В заключение заметим, что используемая здесь векторная модель является лишь способом описания строгих квантовомеханических выводов, основанным на чисто наглядной аналогии.

2.2. Правила Хунда

Последовательность уровней с одинаковой конфигурацией, но различными L и S по величине их энергии определяется известным эмпирическим *правилом наивысшей мультиплетности*, установленным Хундом (1927), по которому наименьшей энергией обладает терм с наибольшим (при заданной конфигурации) значением суммарного спина S и наибольшим (при этом значении S) суммарным орбитальным моментом L .

Это — так называемое *первое* правило Хунда. Имеется еще *второе* правило Хунда: если L и S не равны нулю и если в слое n оболочки l меньше половины максимально возможного числа электронов ($< 2l + 1$), то наименьшую энергию имеет уровень мультиплета с $J = |L - S|$, а при числе электронов больше $2l + 1$ — уровень с $J = L + S$.

Более подробно о правилах Хунда см. Хунд (1927), Слэтер (1929), Компанец (1957), Герцберг (1948), Костер (1955), Каравианис и Моррисон (1964), Маттис (1967), а также ниже текст после формулы (2.58).

Правила Хунда можно записать еще так:

1а) Суммарное спиновое квантовое число $m_S = \sum_k (m_s)_k$

в основном состоянии максимально в пределах, допускаемых принципом Паули.

16) Суммарное орбитальное квантовое число $m_L = \sum_k (m_l)_k$ в основном состоянии максимально в пределах, допускаемых правилом 1а.

2) Суммарное квантовое число полного момента J для неполностью застроенного слоя дается выражениями:

$J = L - S$, если слой заполнен менее чем наполовину,

$J = L + S$, если слой заполнен больше чем наполовину.

Рассмотрим, с какими значениями S и L мы имеем дело при застройке электронной оболочки для первых элементов таблицы Менделеева. В атоме He с двумя электронами в оболочке в основном состоянии суммарный спин и орбитальный моменты равны нулю: $S_{\text{He}} = L_{\text{He}} = 0$. Если добавить еще два электрона (т. е. перейти в таблице через элемент Li с $Z = 3$ к элементу Be с $Z = 4$), то основному состоянию опять соответствует магнитно-нейтральная оболочка с $S_{\text{Be}} = L_{\text{Be}} = 0$. Однако, если мы добавим еще два электрона, т. е. перейдем к атому углерода C ($Z = 6$) с шестью электронами, то здесь нарушается характер заполнения. В основном состоянии атома C с тремя парами электронов имеем $S_{\text{C}} = 1$ и $L_{\text{C}} = 1$. Таким образом, если просмотреть в таблице, например, первые 18 элементов с четным числом электронов (вплоть до элемента криптона с $Z = 36$), то только восемь из них магнитно-нейтральны (с $S = L = 0$) в основном состоянии. Из них четыре — инертные газы: He, Ar, Ne, Kr, четыре других элемента — с замкнутыми валентными слоями: Be — $2s^2$, Mg — $3s^2$, Ca — $3p^6 4s^2$ и Zn — $3d^{10} 4s^2$; все эти восемь атомов имеют основное состояние 1S_0 .

Обозначения спектральных термов принято записывать так: в основе символа стоит орбитальное квантовое число L , т. е. буквы S, P, D, F, G, H и т. д. в соответствии с $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ и т. д. Слева сверху пишется индекс $2S + 1$, который дает число состояний мультиплета с данным J (при $S < L$), справа внизу индекс равен J , а индекс справа сверху указывает четность состояния (g — четное, u — нечетное). Например, основное состояние атома железа $^5D_4^{g,u}$, что соответствует $L = 2, J = 4, S = 2$.

В качестве примера рассмотрим еще, как из правила Хунда определить основные термы некоторых ионов.

Ион Fe^{2+} с незаполненным $3d$ -слоем с шестью электронами:

$$S = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 2,$$

$$L = 2 + 1 + 0 - 1 - 2 + 2 = 2, \quad J = 2 + 2 = 4$$

и, следовательно, основной терм будет 5D_4 . Для иона Eu^{2+} имеем семь электронов в незаполненном $4f$ -слое:

$$S = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = \frac{7}{2},$$

$$L = 3 + 2 + 1 + 0 - 1 - 2 - 3 = 0, \quad J = \frac{7}{2}$$

и основной терм будет ${}^8S_{7/2}$.

Качественно это правило вытекает из требования минимума энергии электростатического взаимодействия электронов в атоме, а именно, *обменной* части этого взаимодействия (здесь, конечно, необходимо учитывать принцип Паули). Правила Хунда имеют существенное значение для определения магнитных характеристик электронной оболочки атомов.

2.3. Застройка электронных оболочек атомов — нормальные и переходные элементы

Прежде чем привести данные для магнитных моментов атомов всех элементов в таблице Менделеева, напомним, что приведенная в табл. 2.1 последовательность конфигураций при заполнении слоев электронной оболочки фактически нарушается, начиная с элемента калия (K ; $Z = 19$). В атоме калия и следующего за ним элемента кальция (Ca ; $Z = 20$) начинают заполняться не $3d$ -состояния, которые следуют «по порядку» после заполнившихся у аргона (Ar ; $Z = 18$) $3p$ -состояний, а следующие состояния $4s$. Только у скандия (Sc ; $Z = 21$) начинается запоздалое заполнение десятиместного $3d$ -слоя, завершающееся у атома меди (Cu ; $Z = 29$).

При заполнении $3d$ -слоя (*группа железа*) наблюдаются и другие нарушения простой последовательности, например, в атоме хрома (Cr ; $Z = 24$) вместо «правильной» конфигурации $3d^4 4s^2$ реализуется конфигурация $3d^5 4s$, а конфигурация $3d^8 4s^2$ атома никеля (Ni ; $Z = 28$) сменяется в атоме меди не конфигурацией $3d^9 4s^2$, а конфигурацией $3d^{10} 4s$. Запоздалая застройка слоя $4d$ наблюдается

в элементах от иттрия (Y; $Z = 39$) до палладия (Pd; $Z = 46$) (*группа палладия*); для слоя $4f$ — от элемента лантана (La; $Z = 57$) до иттербия (Yb; $Z = 70$) (*группа редких земель*); для слоя $5d$ — от лютеция (Lu; $Z = 71$) до платины (Pt; $Z = 78$) (*группа платины*) и, наконец, для слоев $6d$ и $5f$ — от актиния (Ac; $Z = 89$) до урана (U; $Z = 92$) и затем включая трансурановые элементы (*группа актинидов*) (см. табл. I в конце книги).

Таким образом, именно при застройке d - и f -слоев электронной оболочки происходит нарушение нормальной последовательности ее заполнения. Элементы, в которых происходит «запоздавшая» достройка этих слоев, носят название *переходных*. Всего в таблице Менделеева (исключая трансурановые элементы) имеется 42 переходных элемента, из них 24 d -металла из группы железа, палладия и платины, 14 редкоземельных металлов и 4 актинида. В табл. I в конце книги приведены данные о переходных элементах.

Физическая причина существования внутренних незаполненных слоев в оболочке многоэлектронных атомов состоит в том, что энергия электрона в них существенно зависит не только от квантового числа n , но также и от l . При заданном n энергия растет с ростом l . Чем сильнее самосогласованное поле оболочки многоэлектронного атома отличается от кулоновского поля атома водорода, тем резче зависит энергия от l . Поэтому может оказаться энергетически выгоднее, чтобы при переходе от элемента Z к элементу $Z + 1$ у добавляемого электрона увеличивалось не число l (возможное при данном n), а число n с одновременным уменьшением l . Так, например, состояния $(n + 1)s$ и $(n + 1)p$ могут быть энергетически выгоднее состояний nd или nf .

Используя приближенный статистический метод Томаса — Ферми, можно количественно предсказать минимальный атомный номер $[Z(l)]_{\min}$, с которого только и может начаться застройка слоя с данным l [см., например, Ландау и Лифшиц (1963), Компанеец (1957) и Гомбаш (1951)]. Элементарный расчет показывает, что $[Z(p)]_{\min} = 5$, $[Z(d)]_{\min} = 21$, $[Z(f)]_{\min} = 58$ и т. д., что находится в прекрасном согласии с опытом.

В табл. I приведены, наряду с электронными конфигурациями, также спектральные термы основного состояния, факторы Ланде g_L и максимальная проекция полного магнитного момента переходных элементов (см. ниже).

На рис. 2.5 дан график для максимальных проекций полного магнитного момента атомов элементов как функция порядкового номера элемента Z . Из этого графика

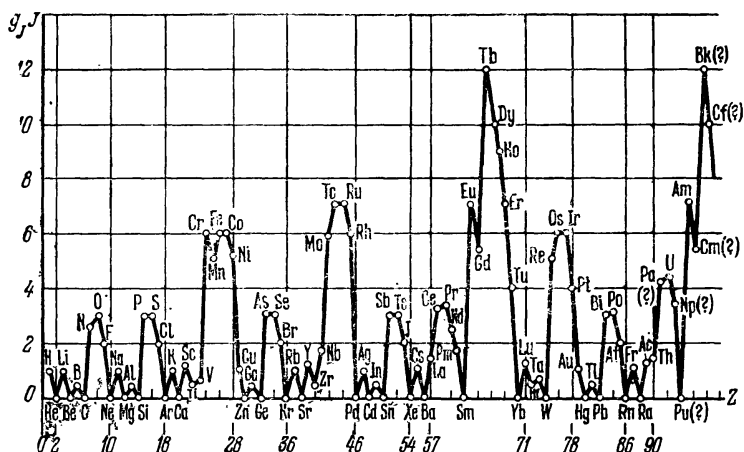


Рис. 2.5. Максимальные проекции полных магнитных моментов электронных оболочек атомов $g_J J$ (в единицах μ_B) химических элементов в зависимости от их порядкового номера Z в таблице Менделеева.

видно, что на общий периодический характер этой зависимости накладываются некоторые «всплески», соответствующие группам переходных элементов, которым отвечают наибольшие значения магнитных моментов.

§ 3. Определение результирующего магнитного момента и фактор Ланде атома

Перейдем теперь к выяснению вопроса об определении магнитного момента атома.

Результирующий магнитный момент атомной электронной оболочки μ [Герцберг (1948); Кондон и Шортли (1949)] в силу гиромангнитной аномалии спина ($g_{\text{сп}} = 2g_{\text{орб}}$) не будет совпадать по направлению с результирующим механическим моментом J . На рис. 2.4 это показано графически. В избранном масштабе длина вектора $\mu_{\text{орб}}$ выбрана равной длине вектора L , поэтому длина вектора $\mu_{\text{сп}}$ должна равняться удвоенной длине вектора S . В силу того, что заряд электрона отрицательный, направления

μ_{orb} , $\mu_{сп}$ соответственно антипараллельны направлениям L и S . Результирующий магнитный момент μ составляет с вектором J угол, отличный от 180° . Можно сказать, что векторы L и S здесь также, говоря классическим языком, прецессируют около направления вектора J , поэтому μ_{orb} и $\mu_{сп}$ также должны прецессировать вокруг J . Если каждый из этих векторов разложить на две слагающие: параллельную J и перпендикулярную к нему, то значения перпендикулярных слагающих каждого из векторов $(\mu_{orb})_\perp$ и $(\mu_{сп})_\perp$ в среднем по времени за период вращения будут равны нулю, ибо они непрерывно меняют свое направление. Поэтому эффективный магнитный момент электронной оболочки атома будет равен сумме проекций $(\mu_{orb})_\parallel$ и $(\mu_{сп})_\parallel$, параллельных вектору J , т. е.

$$\mu_J = \mu_{orb} \cos(L, \hat{J}) + \mu_{сп} \cos(S, \hat{J}). \quad (2.19)$$

Применяя обычные тригонометрические формулы к треугольнику, образованному векторами L , S и J , получим:

$$\begin{aligned} \cos(L, \hat{J}) &= \frac{L(L+1) + J(J+1) - S(S+1)}{2\sqrt{L(L+1)}\sqrt{J(J+1)}}, \\ \cos(S, \hat{J}) &= \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\sqrt{J(J+1)}}. \end{aligned} \quad (2.19a)$$

Подставляя в (2.19) эти значения косинусов, а также значения μ_{orb} из (2.15) и $\mu_{сп}$ из (2.16), находим:

$$\begin{aligned} \mu_J &= \left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right] \sqrt{J(J+1)} \mu_B = \\ &= g_J \sqrt{J(J+1)} \mu_B, \end{aligned} \quad (2.20)$$

где

$$\begin{aligned} g_J &= 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = \\ &= g_{orb} \alpha_L + g_{сп} \alpha_S \end{aligned} \quad (2.21)$$

— так называемый *фактор Ланде* электронной оболочки,

$$\alpha_L = [J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)]/2J(J+1),$$

$$\alpha_S = [J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)]/2J(J+1).$$

$$(2.21a)$$

Если $L = 0$, то $J = S$ и $g_J = g_{сп} = 2$, т. е. в случае спинного момента фактор Ланде, как мы видели, равен

двум; если, наоборот, $S = 0$, то $J = L$ и $g_J = g_{\text{орб}} = 1$, т. е. для чисто орбитального момента фактор Ланде равен единице. Таким образом, для спина фактор Ланде в два раза больше, чем для орбитального момента,— это есть прямой результат гиромангнитной аномалии спина, в полном согласии с (2.9а).

Из (2.21) легко видеть, что фактор Ланде для различных составляющих данного мультиплетта по своей величине изменяется в определенных пределах, соответствующих (при данных L и S) экстремальным значениям квантового числа J , а именно, при $L > S$ — значениям $J = L \pm S$:

$$1 + \frac{S}{L+S} \geq g_J \geq 1 - \frac{S}{L-S+1}; \quad (2.216)$$

при $L < S$ — значениям $J = S \pm L$:

$$1 + \frac{S}{L+S} \geq g_J \geq \frac{S+1}{S-L+1}. \quad (2.21в)$$

Существенно отметить, что при $L = S$ могут быть два случая, а именно: если при этом $J \neq 0$, то из (2.21) сразу следует, что

$$g_J(L = S) = \frac{3}{2}; \quad (2.21г)$$

если же при $L = S$ и $J = 0$, то фактор Ланде g_J оказывается неопределенным (0/0). Однако магнитный момент μ_J при этом, разумеется, равен нулю, поскольку $J = 0$. Наоборот, для некоторых энергетических уровней атома (например, $^4D_{1/2}$, 5F_1 , $^6G_{3/2}$ и т. п.) фактор Ланде равен нулю, хотя $J \neq 0$, поэтому и $\mu_J = 0$. Во внешнем магнитном поле полный магнитный момент атома, как и полный механический момент, может иметь $2J + 1$ возможных проекций. При этом составляющие магнитного момента по направлению поля равны

$$m_J g_J \mu_B, \quad (2.20а)$$

где m_J даются формулой (2.18а). В качестве «магнитного момента атома» часто приводят не его проекцию на вектор $\mathbf{J}$, а максимальное положительное значение проекции ($|m_J|_{\text{макс}} = J$) на магнитное поле $J g_J \mu_B$ (рис. 2.5).

Мы не касаемся здесь общей теории сложения механических моментов в многоэлектронных атомах. Исчерпывающие сведения об этом можно найти в фундаментальных

монографиях по атомным спектрам [см. Зоммерфельд (1956), Кондон и Шортли (1949) и особенно Собельман (1963), а также монографию по теории ионов переходных элементов Гриффица (1964) и обзор Эдмондса (1958)].

§ 4. Взаимодействие магнитных моментов электронов между собой и с внешними магнитными полями

После того как мы рассмотрели основные магнитные характеристики электрона (свободного и в атомной оболочке) — его орбитальный и спиновый магнитные моменты, возникает естественный вопрос: как же проявляют себя эти характеристики? Очевидно, что «реализация» магнитных свойств электронов, как об этом уже упоминалось выше, происходит при их магнитном взаимодействии (спин-спиновом, спин-орбитальном и орбитально-орбитальном) внутри атомной оболочки. Кроме того, электроны атомной оболочки могут магнитно взаимодействовать с магнитными моментами атомных ядер (см. гл. 3). Наконец, возможно также магнитное взаимодействие электронов данной атомной оболочки с магнитными полями, создаваемыми электронными оболочками и атомными ядрами окружающих атомов или же вообще другими телами — источниками внешних полей (например, соленоидом с протекающим по его обмотке электрическим током, электромагнитом или постоянным магнитом).

4.1. Эффект Зеемана

а) *Определение эффекта.* Одним из самых непосредственных проявлений магнитных свойств атома является эффект Зеемана (1896), заключающийся в расщеплении линий атомных спектров, когда излучающие атомы помещены во внешнее магнитное поле [см. Шпольский (1963, 1950); Блохинцев (1961); Бом (1965); Ландау и Лифшиц (1963); Шифф (1957); Герцберг (1948)]. При лабораторном воспроизведении этого явления источник света (натриевое пламя, ртутная дуга и т. п.) помещается между полюсами электромагнита, а само излучение направляется в спектроскоп высокой разрешающей способности (рис. 2.6). При этом можно исследовать спектральный состав света, излучаемого как параллельно магнитному полю (*продольный эффект*), так и перпендикулярно к нему (*поперечный эффект*). Если поле «сильное» (см. ниже),

то мы имеем так называемый *нормальный эффект Зеемана* (или *эффект Пашена — Бака*). При нормальном продольном эффекте, вместо наблюдаемой в отсутствие поля одной спектральной линии частоты ν_0 , как правило, не поляризованной, наблюдаются две симметрично смещенные относительно ν_0 линии: с меньшей частотой $\nu_2 < \nu_0$ и с большей частотой $\nu_1 > \nu_0$, причем

$$\nu_0 - \nu_2 = \nu_1 - \nu_0.$$

Обе эти линии оказываются поляризованными по кругу

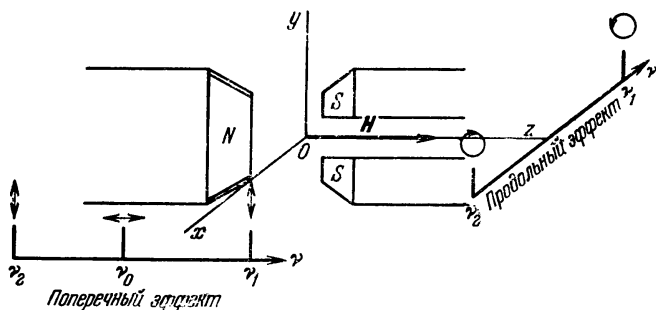


Рис. 2.6. Схема для наблюдения поперечного и продольного эффекта Зеемана. N и S — полюсы магнита, H — вектор магнитного поля, ν_0 — частота несмещенной, а ν_1 и ν_2 — смещенных спектральных линий.

(см. рис. 2.6). При нормальном поперечном эффекте наблюдаются три линии: несмещенная линия ν_0 , линейно поляризованная вдоль поля, и две линии ν_1 и ν_2 , смещенные так же, как и при продольном эффекте, но, в отличие от него, линейно поляризованные перпендикулярно к направлению магнитного поля (см. рис. 2.6).

В случае «слабых» полей явление это значительно усложняется: появляются добавочные линии. Объяснение этому аномальному эффекту Зеемана будет дано ниже.

б) *Классическая теория нормального эффекта Зеемана; ларморовская частота.* Нормальный эффект можно достаточно полно объяснить с помощью элементарной классической электронной теории (Лорентц, 1934). Предположим, ради упрощения вычислений, что электрон, например, в атоме водорода движется с угловой скоростью ω_0 по круговой орбите радиуса r , плоскость которой нор-

майна к вектору внешнего магнитного поля H . При этом в отсутствие магнитного поля на электрон действует центростремительная кулоновская сила e^2/r^2 и уравнение движения имеет вид:

$$m_0 \omega^2 r = \frac{e^2}{r^2}, \quad (2.22)$$

отсюда

$$\omega_0 = \left(\frac{e^2}{mr^3} \right)^{1/3}. \quad (2.22a)$$

Если включить магнитное поле, то в самом процессе его включения магнитный поток через площадь орбиты будет меняться со временем. Поэтому возникает добавочное индуцированное электрическое поле, направленное касательно к орбите. Это добавочное поле вызывает изменение скорости движения электрона по орбите. Вместе с тем на электрон, движущийся в магнитном поле H , будет действовать сила Лорентца F_H , направленная по радиусу:

$$F_H = \frac{e}{c} [vH]. \quad (2.23)$$

Ее величина и направление окажутся такими, что обеспечат сохранение радиуса орбиты неизменным. Поэтому включение магнитного поля приведет только к увеличению или к уменьшению угловой скорости электрона, в зависимости от направления его движения относительно направления вектора магнитного поля.

Если измененное значение угловой скорости электрона равно ω , то возникающая в магнитном поле добавочная радиальная сила Лорентца, в силу (2.23), равна по величине

$$F_H = \pm \frac{1}{c} H e \omega r.$$

Два знака соответствуют двум возможным взаимно антипараллельным ориентациям вектора нормали к плоскости орбиты электрона с двумя противоположными направлениями его вращения относительно заданного направления вектора H .

Уравнение движения в данном случае, вместо (2.22), будет иметь вид:

$$m_0 \omega^2 r = m_0 \omega_0^2 r \pm \frac{1}{c} H e \omega r. \quad (2.24)$$

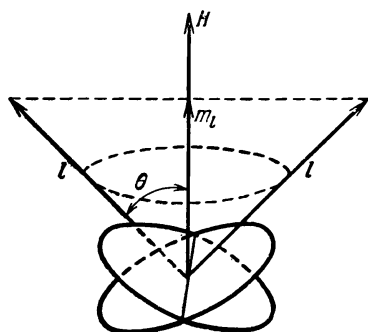
Отсюда легко найти ω . Имея в виду, что в атоме $\omega_0 \sim 10^{16} \text{ сек}^{-1}$, а $eH/cm \sim 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, даже при доступных сверхсильных магнитных полях $\sim 10^5$ э, можно приближенно написать:

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{eH}{2mc}. \quad (2.25)$$

Величина

$$\omega_L = 2\pi\nu_L = \frac{eH}{2mc} \quad (2.26)$$

носит название *ларморовской частоты*; она определяет собой величину влияния магнитного поля на орбитальное движение электрона в атоме.



Если магнитное поле H не перпендикулярно к плоскости орбиты, то эффект поля также определяется величиной ω_L , которая в общем случае является угловой скоростью ларморовской прецессии электронной орбиты вокруг направления магнитного поля (рис. 2.7).

Изменение энергии электрона, обусловленное этой добавочной угловой скоростью, равно энергии

Рис. 2.7. Прецессия электронной орбиты ($\mathcal{L}$) вокруг магнитного поля (H).

взаимодействия орбитального магнитного момента с внешним полем, т. е. скалярному произведению этих векторов с обратным знаком, — $\mu_{\text{орб}}H$. В силу соотношений (2.11) и (2.13) абсолютная величина этого изменения энергии равна

$$\Delta \mathcal{E}_H = \mu_{\text{орб}} H \cos \theta = m_l \frac{|e| \hbar}{2mc} H = m_l \hbar |\omega_L|. \quad (2.27)$$

Покажем, что эта величина при не очень сильных внешних магнитных полях равна (при заданной величине магнитного момента атома) изменению кинетической энергии электрона в атоме под воздействием внешнего магнитного поля (см. Тамм, 1956). Действительно, ларморовская прецессия, возникающая под действием поля H с угловой скоростью (2.26), увеличивает линейную скорость электрона в атоме на величину $\Delta v_L = [\omega_L r]$, где r — радиус-

вектор электрона относительно ядра атома. Соответствующее изменение кинетической энергии электрона будет равно

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{кин}} = \frac{m}{2}[(v_0 + \Delta v_L)^2 - v_0^2] = m(v_0 \cdot \Delta v_L) + \frac{m}{2}(\Delta v_L)^2.$$

Поскольку при всех доступных магнитных полях ($H \lesssim 10^5$ э) скорость Δv_L мала, то членом с $(\Delta v_L)^2$ можно пренебречь. Тогда имеем:

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{кин}} \approx m(v_0 \cdot \Delta v_L) = m(v_0[\omega_L r]) = m(\omega_L[r v_0]) = \omega_L p_\phi,$$

где $p_\phi = m[r v_0]$ — механический момент количества движения электрона в атоме (см. (2.4)). Заменяя частоту ω_L по (2.26) и используя формулу (2.6), находим:

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{кин}} = -\frac{e}{2mc}(p_\phi H) = -\mu_{\text{орб}} H,$$

т. е. мы показали, что кинетическая энергия электрона в поле H равна потенциальной энергии магнитного диполя с моментом $\mu_{\text{орб}}$ в этом же поле (частный случай теоремы эквивалентности Ампера).

Эффект ларморовской прецессии является частным случаем индукционного правила Ленца (легко видеть, что добавочное движение электрона, вызванное включением магнитного поля, создает свое магнитное поле, антипараллельное первому) и лежит в основе универсального явления *диамагнетизма*, присущего всем атомам *).

Используем полученный результат для объяснения *нормального* эффекта Зеемана. Пусть магнитное поле направлено вдоль оси z (см. рис. 2.6). В источнике света O атомные орбиты имеют всевозможные ориентации. Под влиянием магнитного поля они начинают прецессировать около оси z . Из-за поперечности световых волн вдоль данного направления идут лишь волны от перпендикулярных к этому направлению слагающих ускорения электрона. Поэтому при продольном наблюдении (вдоль оси z) свет идет лишь от слагающих электронного движения,

*) Здесь следует отметить, что «классический» вывод формулы (2.26) дает такой же результат, как и строгая квантовомеханическая теория. Такое совпадение имеет место в силу того, что в выражение ларморовской частоты не входит характерная для микроявлений атомная постоянная $\hbar$.

лежащих в плоскости xy , т. е. от проекций орбит электронов на эту плоскость. Ориентации орбит электронов различных атомов источника хаотичны, поэтому у половины из числа упомянутых проекций угловая скорость будет $+\omega_0$, а у другой $-\omega_0$. Поэтому при $H \neq 0$ результирующие угловые скорости по абсолютной величине будут соответственно равны $\omega_0 + \omega_L$ и $\omega_0 - \omega_L$, следовательно, линейные частоты двух смещенных спектральных линий будут:

$$\nu_1 = \nu_0 + \frac{eH}{4\pi mc} = \nu_0 + \Delta\nu, \quad \nu_2 = \nu_0 - \frac{eH}{4\pi mc} = \nu_0 - \Delta\nu. \quad (2.28)$$

Обе эти линии, в полном согласии с опытом, смещены относительно начальной линии ν_0 на одинаковую величину $\Delta\nu$ и поляризованы по кругу в противоположных направлениях (это отмечено кружками на рис. 2.6).

При наблюдении в направлении, перпендикулярном к полю (вдоль оси x), видны три линии. Несмещенная линия ν_0 получается от слагающей движения электронов вдоль оси z , на которую магнитное поле не действует, так как сила Лорентца равна нулю, если $H \parallel v$. Поэтому несмещенная линия ν_0 должна быть линейно поляризована вдоль оси z , как это и наблюдается. Слагающая же движения вдоль оси y , перпендикулярная к полю H (от слагающей вдоль оси x свет вдоль оси x не распространяется), изменяет свою частоту на величину ω_L и будет давать две смещенные линии ν_1 и ν_2 , линейно поляризованные вдоль оси y , что отмечено двойными стрелочками на рис. 2.6.

Сопоставляя теоретические и опытные значения для $\Delta\nu$, можно определить удельный заряд электрона, который оказался равным $e/m = 1,7588028(54) \cdot 10^7$ СГСМ [см. Тейлор и др. (1969)], что находится в великолепном согласии с данными для удельного заряда, полученными с помощью опытов по отклонению катодных лучей в электрических и магнитных полях. Кроме того, по направлению круговой поляризации смещенных линий при продольном эффекте можно было впервые показать экспериментально, что источником излучения света в атоме является именно отрицательный электрический заряд, т. е. электрон.

в) *Элементарная квантовая трактовка аномального и нормального эффекта Зеемана.* Выясним теперь те уточнения, которые внесла квантовая механика в объяснение этого магнитного явления. Остановимся сначала

на элементарном рассмотрении и на случае *аномального* эффекта.

Если атом помещен в относительно слабое магнитное поле H (по сравнению с внутренними магнитными полями тонкой структуры), то связь между векторами L и S не разрывается и вокруг направления магнитного поля будет прецессировать результирующий вектор J . Добавочная энергия $\Delta\mathcal{E}_H$ (так называемое зеемановское расщепление), обусловленная действием магнитного поля на результирующий атомный магнитный момент μ_J , будет, в силу (2.20), равна

$$\Delta\mathcal{E}_H = \mu_J H \cos(\hat{J}, \hat{H}) = g_J \mu_B H \sqrt{J(J+1)} \cos(\hat{J}, \hat{H}). \quad (2.29)$$

Но проекция вектора J на направление H , т. е. $\sqrt{J(J+1)} \cos(\hat{J}, \hat{H})$, согласно (2.186) равна результирующему магнитному квантовому числу m_J . Таким образом,

$$\Delta\mathcal{E}_H = m_J g_J \mu_B H. \quad (2.30)$$

Следовательно, каждый n -й атомный уровень с энергией $\mathcal{E}_n$ расщепляется во внешнем магнитном поле на $2J+1$ уровней с энергиями $\mathcal{E}_n + (\Delta\mathcal{E}_H)_n$. Число $2J+1$ дает нам величину так называемой мультиплетности уровня (см. выше). Частоты, излучаемые атомом в магнитном поле, будут равны

$$\nu_{ik} + (\Delta\nu)_{ik} = \{[\mathcal{E}_i + (\Delta\mathcal{E}_H)_i] - [\mathcal{E}_k + (\Delta\mathcal{E}_H)_k]\} h^{-1}.$$

Принимая во внимание, что $h\nu_{ik} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_k$, а также формулы (2.30), (2.26) и (1.2а), находим:

$$(\Delta\nu)_{ik} = (m_J)_i (g_J)_i - (m_J)_k (g_J)_k. \quad (2.31)$$

В качестве иллюстрации применим формулу (2.31) для объяснения аномального эффекта Зеемана тонкой структуры D -линии спектра натрия. В табл. 2.2 даны значения L , S , J , g_J , m_J и $m_J g_J$ для трех невозмущенных энергетических уровней, переходы между которыми и дают две D -линии, а на рис. 2.8 дана графическая картина расщепления энергетических уровней; там же указаны длины волн обеих компонент дублета ($\lambda_{D_2} = 5890 \text{ \AA}$ и $\lambda_{D_1} = 5895,9 \text{ \AA}$); кроме того, приведен энергетический интервал тонкой структуры дублета $\Delta\mathcal{E}_{\text{тс}} = \mathcal{E}_{2P_{3/2}} - \mathcal{E}_{2P_{1/2}} \approx 3,4 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}$. Из сравнения этой разности энергий

с энергией $\Delta \mathcal{E}_D$, или $\Delta \mathcal{E}_{D_2}$, соответствующей длинам волн дублета (например, с $\Delta \mathcal{E}_{D_2} \approx 3,4 \cdot 10^{-12}$ эрг), ясно видно,

Таблица 2.2

К расчету аномального эффекта Зеемана для основного дублета (D-линии) спектра атома натрия

Состояния	L	S	J	g_J	m_J	$g_J m_J$
$3^2S_{1/2}$	0	1/2	1/2	2	1/2, -1/2	1, -1
$3^2P_{1/2}$	1	1/2	1/2	2/3	1/2, -1/2	1/3, -1/3
$3^2P_{3/2}$	1	1/2	3/2	4/3	3/2, 1/2, -1/2, -3/2	2, 2/3, -2/3, -2

что последняя, обусловленная электростатическим взаимодействием электронов, на три порядка величины больше,

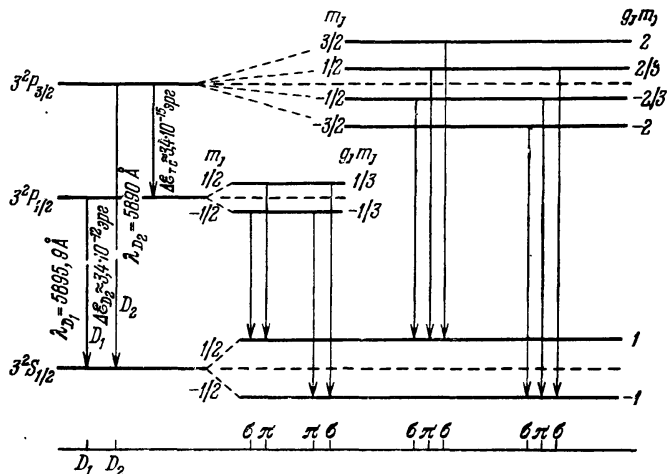


Рис. 2.8. Схема уровней и переходов при аномальном эффекте Зеемана для основного дублета D-линии линейчатого спектра атома натрия.

чем энергетический интервал тонкой структуры, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием.

Наконец, на рис. 2.8 показаны зеемановские компоненты для поперечного «аномального» эффекта. Линии, обозначенные буквой σ , поляризованы перпендикулярно к

магнитному полю, а обозначенные буквой π поляризованы параллельно полю. Поляризация этих линий может быть предсказана теоретически. Из теории также вытекают *правила отбора*, допускающие лишь часть возможных переходов между различными уровнями, при условии, что магнитное квантовое число остается неизменным при переходе ($\Delta m_J = 0$, π -компоненты) или меняется на единицу ($\Delta m_J = \pm 1$, σ -компоненты). При продольном эффекте остаются лишь σ -компоненты ($\Delta m_J = \pm 1$) и они оказываются поляризованными по кругу.

Необходимо отметить, что эти правила отбора не являются абсолютными — они имеют силу лишь для электрического дипольного излучения атома. Но наряду с этим излучением имеют место еще квадрупольное электрическое, дипольное магнитное и т. д. излучения, которым соответствуют переходы из числа «запрещенных» простейшими дипольными правилами отбора (все магнитные переходы имеют меньшую вероятность по сравнению с соответствующими электрическими в v^2/c^2 раз, для легких элементов это отношение порядка 10^{-5}). Дипольное электрическое излучение является лишь наиболее вероятным (вероятность этого излучения порядка 10^8 сек^{-1}) и ему соответствуют спектральные линии наибольшей интенсивности.

Правила отбора в квантовых системах являются в общем случае следствием выполнения законов сохранения при квантовых переходах и поэтому они могут быть получены в рамках теоретико-группового метода. Более подробно см. Герцберг (1948), Кондон и Шортли (1949) и Собельман (1963). В теории показывается, что каждому следующему порядку электрической или магнитной мультиплетности соответствует уменьшение вероятности перехода в отношении квадрата размеров атома (10^{-16} см^2) к квадрату длины волны света ($\sim 10^{-8} \text{ см}^2$), т. е. в 10^8 раз.

Перейдем теперь к элементарному рассмотрению *нормального* эффекта. Если внешнее магнитное поле становится *сильным* по сравнению с внутренними полями тонкой структуры, но производимое им расщепление энергетических уровней все-таки мало по сравнению с энергетическими расстояниями между соседними мультиплетами, и если это поле разрывает связь между векторами L и S , то квантовое число J теряет свой смысл и векторы L и S независимо друг от друга прецессируют вокруг магнитного поля. Величина проекций этих векторов на

направление поля определяется орбитальным и спиновым магнитными квантовыми числами m_L и m_S . Дополнительная энергия в магнитном поле, вместо (2.30), будет иметь вид ($g_{orb} = 1$ и $g_{сп} = 2$):

$$\Delta \mathcal{E}_H = \Delta \mathcal{E}_L + \Delta \mathcal{E}_S = (m_L + 2m_S)\mu_B H, \quad (2.32a)$$

и поэтому, в силу (2.26) и (1.2a),

$$\Delta v = (\Delta m_L + 2\Delta m_S)v_L. \quad (2.32b)$$

Правила отбора в этом случае гласят: $\Delta m_L = 0, \pm 1$; $\Delta m_S = 0$, поэтому (2.32b) дает лишь три возможности:

$$\Delta v = 0, \pm v_L,$$

т. е. классический нормальный эффект Зеемана.

Отметим, что магнитооптическое явление Зеемана на протяжении всего развития электронной физики до наших дней *) неизменно служило мощным экспериментальным критерием правильности развития ее теоретических интерпретаций.

4.2. Квантовомеханическая теория влияния магнитного поля на электронную оболочку атома

а) Гамильтониан задачи. Остановимся теперь на более точном квантовомеханическом описании влияния магнитного поля на орбитальные и спиновые магнитные моменты электронов атомной оболочки.

Из классической электродинамики хорошо известно [см., например, Ландау и Лифшиц (1967)], что импульс $\mathcal{P}$ частицы с зарядом e , движущейся в электромагнитном поле, описываемом вектор-потенциалом $A(r)$, определяется как сумма обычного «механического» импульса $P = mv/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ и некоторой добавки от внешнего поля:

$$\mathcal{P} = \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + \frac{e}{c} A(r). \quad (2.33)$$

*) Например, в случае упомянутого выше позитрония (гл. 1 § 5) эффект Зеемана обладает характерными особенностями. Они обусловлены тем, что суммарный орбитальный магнитный момент позитрония равен нулю, а его спиновый магнитный момент не пропорционален спиновому механическому моменту [см. Берестецкий (1949) или Ахиезер и Берестецкий (1959), Берестецкий, Лифшиц и Питаевский (1968)].

Если еще имеется потенциальное поле, описываемое скалярным потенциалом $\varphi(\mathbf{r})$, то в нерелятивистском приближении (с точностью до членов $\sim v^2/c^2$) гамильтониан (энергия) частицы равен:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{\mathcal{P}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + e\varphi. \quad (2.34)$$

При переходе к квантовомеханическому описанию вместо классической гамильтоновской функции (2.34) нужно записать соответствующий оператор Гамильтона $\hat{\mathcal{H}}$, в котором обобщенные импульсы и координаты являются уже не классическими величинами, а операторами $\hat{\mathcal{P}}$, $\hat{\mathbf{r}}$ [по принципу соответствия см. гл. 1, а также: Шпольский (1963, 1950), Блохинцев (1961), Бом (1965), Ландау и Лифшиц (1963), Шифф (1967), Компанеец (1957)]. В частности, если принять так называемое координатное представление квантовой механики, когда операторы координат точно совпадают с их классическими выражениями, то для оператора импульса будем иметь:

$$\hat{\mathcal{P}} = -i\hbar \nabla \left(\hat{\mathcal{P}}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \hat{\mathcal{P}}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, \hat{\mathcal{P}}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \right).$$

Если микрочастица обладает еще спином, то, в силу того, что спин не имеет классического аналога, принцип соответствия не позволяет «угадать» вид оператора Гамильтона со спином. Здесь приходится обращаться к помощи либо опыта, либо релятивистской квантовой теории Дирака (см. гл. 1, § 3), которые позволяют обобщить классический гамильтониан и записать в нерелятивистском приближении (Паули, 1927) *) оператор микрочастицы со спином $\hbar \hat{\mathbf{s}}$ в таком виде:

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m} \left[\hat{\mathcal{P}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \right]^2 + e\varphi(\mathbf{r}) - \frac{\hbar e}{mc} \hat{\mathbf{s}} \mathbf{H}, \quad (2.35)$$

где $\hbar \hat{\mathbf{s}}$ — оператор спина в единицах $\hbar/2$ (подробнее о нем см. в гл. 1). Раскрывая квадрат в первом члене правой части (2.35), находим:

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m} \hat{\mathcal{P}}^2 + e\varphi(\mathbf{r}) + \frac{e}{2mc} (\mathbf{A} \hat{\mathcal{P}} + \hat{\mathcal{P}} \mathbf{A}) + \frac{e^2}{2mc^2} A^2 - \\ - \frac{\hbar e}{mc} (\hat{\mathbf{s}} \mathbf{H}). \end{aligned} \quad (2.36)$$

*) Волновое уравнение с гамильтонианом (2.35) называется уравнением Паули. Последний член в (2.35) дает релятивистскую поправку к движению электрона в электромагнитном поле.

Здесь учтено, что в общем случае операторы $\hat{\mathcal{P}}$ и A не коммутируют друг с другом, т. е. $A\hat{\mathcal{P}} - \hat{\mathcal{P}}A \neq 0$.

В случае однородного магнитного поля H вектор-потенциал A можно выбрать в такой форме *):

$$A = \frac{1}{2}[Hr]. \quad (2.37)$$

Если однородный вектор H направить вдоль оси z , то из (2.37) следует:

$$A_x = -\frac{1}{2}Hy, \quad A_y = \frac{1}{2}Hz, \quad A_z = 0. \quad (2.38)$$

Легко видеть, что в случае однородного поля операторы $\hat{\mathcal{P}}$ и A коммутируют и поэтому в операторе (2.36) второй и третий члены правой части просто складываются. Если теперь рассмотреть систему из всех электронов атомной оболочки, то гамильтониан этой системы будет состоять из суммы одинаковых по виду гамильтонианов (2.36) отдельных электронов, т. е.

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} &= \sum_k \left(\frac{\hat{\mathcal{P}}_k^2}{2m} + e\varphi_k \right) - \frac{eH}{2mc} \sum_k [r_k \hat{\mathcal{P}}_k] + \\ &+ \frac{e^2}{8mc^2} \sum_k [Hr_k]^2 - \frac{e\hbar}{mc} \sum_k (s_k H) = \\ &= \hat{\mathcal{H}}_0 - \frac{eH}{2mc} \sum_k [r_k \hat{\mathcal{P}}_k] + \frac{e^2}{8mc^2} \sum_k [Hr_k] - \frac{e\hbar}{mc} \sum_k (s_k H). \end{aligned} \quad (2.39)$$

Здесь сумма распространяется на все электроны оболочки; кроме того, вектор A заменен по (2.37) и использовано тождество

$$[Hr_k] \hat{\mathcal{P}}_k = H[r_k \hat{\mathcal{P}}_k].$$

*) Выбор вектор-потенциала производится с точностью до градиента произвольной скалярной функции координат и времени:

$$A \rightarrow A + \nabla f(r, t),$$

а скалярного потенциала — с точностью до производной по времени от этой функции:

$$\varphi \rightarrow \varphi - \frac{1}{ec} \frac{\partial f}{\partial t}.$$

При этом физические величины не должны меняться [градиентная инвариантность теории поля, см. Ландау и Лифшиц (1967)].

Первые две суммы в (2.39), которые обозначены через $\hat{\mathcal{H}}_0$, образуют так называемый «нулевой» гамильтониан свободного атома при $H = 0$.

Заметим, что оператор векторного произведения $[r_k \hat{\Phi}_k]$ является по определению оператором орбитального момента k -го электрона в атоме $\hbar \hat{l}_k$, а их сумма по всем k дает оператор суммарного орбитального момента $\hbar L$. Точно так же сумма $\sum_k \hat{s}_k$ дает суммарный спин атомной оболочки $\hat{S}$. Используя это, вместо (2.39) получаем:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \frac{e\hbar}{2mc} (\hat{L} + 2\hat{S})H + \frac{e^2}{8mc^2} \sum_k [H r_k]^2. \quad (2.40)$$

Здесь мы изменили знак у второго члена, учитывая явно знак заряда электрона $e_{эл} = -e$; под e ниже понимается абсолютное значение элементарного заряда $|e|$.

Решая уравнение Шредингера с оператором $\hat{\mathcal{H}}_0$, без труда можно найти энергетический спектр свободного атома. (В общем случае в оператор $\hat{\mathcal{H}}_0$ кроме скалярного потенциала, описывающего электростатическое взаимодействие электронов с ядром атома и между собой, могут входить также внутренние магнитные взаимодействия, определяющие тонкую и сверхтонкую структуру; см. ниже.)

С помощью двух других членов правой части (2.40) можно определить результаты воздействия внешнего магнитного однородного поля на атомную оболочку. Обращаем внимание, что именно эта «полевая» часть гамильтониана (2.40) и содержит в себе описание двух основных физических механизмов воздействия магнитного поля на движущиеся частицы с зарядом e . Как будет видно из дальнейшего, первый член этого полевого гамильтониана ответственен за *парамагнитное* (ориентационное и поляризационное) действие поля, а второй — за *прецессионный диамагнетизм*.

б) Случай слабых внешних магнитных полей; диа- и парамагнитные свойства атомов. В случае слабых внешних магнитных полей (по сравнению с эффективным полем внутренних электронных «магнитных» взаимодействий) оба магнитных члена в (2.40) можно рассматривать как малое возмущение по сравнению с нулевым членом $\hat{\mathcal{H}}_0$. При этом главную роль играет парамагнитный

член, линейно зависящий от поля (которое можно условно считать в данном случае малым параметром в смысле теории возмущения) [см. Шпольский (1950); Блохинцев (1964); Бом (1965); Ландау и Лифшиц (1963); Шифф (1957)], а диамагнитный член оказывается более слабым, поскольку он квадратично зависит от поля H . Пренебрегая этим членом более высокого порядка малости, рассмотрим сначала лишь *парамагнитный эффект* поля.

Из общего вида парамагнитного оператора (2.40) следует, что возмущение однородным магнитным полем выделяет в пространстве определенное направление (ось квантования). Именно поэтому это возмущение снимает вырождение уровней свободного атома по магнитному квантовому числу m_J , т. е. по направлениям полного момента атома $\mathbf{J}$, и имеет место уже знакомое нам по (2.29) так называемое *зеемановское расщепление* уровней. В силу аксиальной симметрии однородного поля сохраняет смысл слагающая вектора $\mathbf{J}$ на поле, которая определяется квантовыми числами m_J . В случае рассел-саундеровской связи энергия расщепления в однородном магнитном поле H определяется в первом приближении теории возмущения средним значением оператора «собственного» магнитного момента атома, присущим ему при $H = 0$:

$$\frac{e\hbar}{2mc}(\hat{L} + 2\hat{S}) = \mu_B(\hat{J} + \hat{S}). \quad (2.41)$$

Здесь использовано очевидное равенство: $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$. Поскольку поле направлено вдоль оси z , то величина зеемановского расщепления в первом приближении равна:

$$(\Delta\mathcal{E})_1 = \mu_B(\bar{J}_z + \bar{S}_z)H. \quad (2.42)$$

Черта над символами в круглых скобках (2.42) означает квантовомеханическое среднее. При определении средних значений $\bar{J}_z$ и $\bar{S}_z$ необходимо принять во внимание, что проекция J_z в данном случае оказывается интегралом движения и ее «среднее» равно точному собственному значению m_J . Наоборот, проекция спинового момента S_z не является интегралом движения и поэтому для нее необходимо определить именно *среднее* значение. Поскольку здесь рассматривается случай рассел-саундеровской связи, когда вектор $\mathbf{S}$ с большой «скоростью» прецессирует вокруг вектора $\mathbf{J}$ (см. рис. 2.3), то слагающая вектора $\mathbf{S}$ на плоскость, перпендикулярную к вектору $\mathbf{J}$, дает

в среднем нуль. Сохраняется отличной от нуля лишь проекция S на направление вектора J , которая, очевидно, равна:

$$S_J = (SJ) \frac{J}{J^2}. \quad (2.43)$$

Среднее значение проекции вектора (2.43) на ось z (т. е. на магнитное поле H) как раз и интересует нас, и оно равно $(SJ)J_z/J^2$. Следовательно, формула (2.42) принимает вид:

$$(\Delta \mathcal{E})_1 = -\mu_B H J_z \left(1 + \frac{\overline{SJ}}{J^2}\right). \quad (2.44)$$

Таким образом, дело сводится к определению среднего значения скалярного произведения $\overline{SJ}$. Его можно легко определить, если воспользоваться очевидным тождеством:

$$L^2 = (J - S)^2 = J^2 + S^2 - 2SJ, \quad (2.45)$$

которое после усреднения дает:

$$\frac{\overline{SJ}}{J^2} = \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (2.46)$$

Подставляя (2.46) в (2.44), находим:

$$(\Delta \mathcal{E})_1 = \mu_B m_J g_J H, \quad (2.47)$$

где g_J — уже известный нам фактор Ланде (2.21).

Используя общее определение магнитного момента

$$\mu = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial H}, \quad (2.47a)$$

где $\mathcal{E}$ — энергия системы, находим из (2.47), что магнитный момент атомной оболочки равен, как и по (2.20a):

$$\mu_J = -m_J g_J \mu_B; \quad (2.48)$$

знак минус в (2.48) означает, что этот магнитный момент направлен против соответствующего механического момента $m_J \hbar$ (см. рис. 2.4). Из (2.48) явствует, что атом, будучи в квантовом состоянии с определенным значением полного магнитного квантового числа m_J вдоль направления внешнего магнитного поля H , обладает в этом же направлении средним магнитным моментом μ_J .

В связи с полученным результатом необходимо произвести некоторую классификацию атомов по их магнитным свойствам. Из (2.48) видно, что условием парамагнитного эффекта в первом приближении является одновременное отличие от нуля g_J и J (ибо при $J = 0$ единственное значение m_J тоже равно нулю).

Если атом в свободном состоянии с $J = 0$ полностью магнитно-нейтрален, т. е. не обладает ни спиновым, ни орбитальными моментами ($S = 0$, $L = 0$ *), то ориентационный парамагнетизм отсутствует и второй член в правой части оператора (2.41) не приводит к эффекту расщепления «нулевого уровня» атома ни в первом, ни в более высоких приближениях теории возмущения [поскольку из-за того, что сами операторы $\hat{L}$ и $\hat{S}$ равны нулю, также равны нулю и все их матричные элементы, которые определяют высшие приближения от возмущения; см., например, Блохинцев (1961), Кондон и Шортли (1949) и Собельман (1963)].

Таким образом, для магнитно-нейтральных атомов сохраняется лишь эффект от диамагнитного члена в (2.40). Соответствующее смещение уровня в первом приближении будет определяться средним значением последнего члена в (2.40):

$$(\Delta\mathcal{E})_1 = \frac{e^2}{8mc^2} \sum_k \overline{[H r_k]^2}. \quad (2.49)$$

Раскрывая квадрат векторного произведения векторов H и r_k , находим: $[H r_k]^2 = H^2 r_k^2 \sin^2 \vartheta$, где ϑ — угол между r и H . Если учесть, что в магнитно-нейтральном S -состоянии ($L = S = 0$) распределение электронного заряда в атомной оболочке сферически симметрично, то получаем $\overline{\sin^2 \vartheta} = 2/3$. В результате вместо (2.49) получим:

$$(\Delta\mathcal{E})_1 = \frac{e^2}{12mc^2} \sum_k \overline{r_k^2 H^2}. \quad (2.50)$$

По общей формуле для магнитного момента (2.47а) находим, что последний равен

$$\mu_{\text{диам}} = - \frac{e^2}{6mc^2} \sum_k \overline{r_k^2} H.$$

*) Здесь, конечно, предполагается, что внешнее магнитное поле не столь сильно, чтобы нарушать эффекты внутренних электрических связей между отдельными электронами атомной оболочки.

Записывая это выражение как произведение диамагнитной восприимчивости $\chi_{\text{диам}}$ на поле H , получаем следующую формулу для отрицательной диамагнитной восприимчивости магнитно-нейтрального атома (с $L = S = 0$):

$$\chi_{\text{диам}} = - \frac{e^2}{6mc^2} \sum_k \bar{r}_k^2. \quad (2.51)$$

Эта формула была впервые получена Ланжевеном (1905а, б). Паули (1920) внес исправление в численный фактор.

Более сложным является случай, когда равен нулю полный момент атома $J = 0$, но спиновый и орбитальный моменты (в данном случае обязательно равные по величине) отличны от нуля ($L = S \neq 0$). Из формул (2.47) и (2.48) получаем здесь как для смещения уровней, так и для результирующего магнитного момента атома значения, равные нулю. Однако этот нулевой результат справедлив только в первом приближении теории возмущения. Поскольку в данном случае операторы $\hat{L}$ и $\hat{S}$ отличны от нуля, то могут быть отличными от нуля поправки к энергии во втором (и более высоком) приближении теории возмущения, которыми, вообще говоря, уже нельзя пренебрегать по сравнению с первым приближением от диамагнитного члена (2.49) (так как оно квадратично по полю).

В некоторых случаях эта поправка второго приближения может даже превышать по абсолютной величине диамагнитный эффект первого приближения. Это обусловлено тем, что по теории возмущения энергетическая поправка второго приближения равна сумме выражений, в знаменателях которых стоят разности энергий невозмущенных уровней, т. е. интервалов тонкой структуры мультиплета, которые являются малыми величинами. Кроме того, из теории возмущения также следует, что поправка второго приближения к основному уровню системы всегда отрицательна. Поэтому магнитный момент, появляющийся у атома в связи с этой поправкой, $\mu = - \frac{\partial (\Delta \mathcal{E})_2}{\partial H}$, будет всегда положительным. Следовательно, атом, у которого в основном состоянии $J = 0$, а $L = S \neq 0$, всегда парамагнитен, если, конечно, этот парамагнетизм не подавляется диамагнитным эффектом.

Этот парамагнетизм, получающийся во втором приближении, носит название *поляризационного* (или

ван-флековского) парамагнетизма. Восприимчивость этого парамагнетизма имеет вид [см., например, Вонсовский (1971)]:

$$\chi_{\text{Ван Флек}} = 2 \sum_{n'} \frac{|(n | \hat{M}_z^{(0)} | n')|^2}{g_{n'}^{(0)} - g_n^{(0)}}. \quad (2.52)$$

Для того чтобы получить эту формулу, преобразуем несколько выражение (2.41), введя обозначение

$$-H_z \frac{e\hbar}{2mc} (\hat{L}_z + 2\hat{S}_z) = -H_z \frac{e\hbar}{2mc} \sum_k (\hat{L}_{zk} + 2\hat{S}_{zk}) = -H_z \hat{M}_z,$$

где $\hat{M}_z$ — оператор суммарного орбитального и спинового моментов всех электронов атома.

Согласно общему статистико-термодинамическому определению среднего магнитного момента $\langle \hat{M}_z \rangle$ имеем:

$$\langle \hat{M}_z \rangle = (n | \hat{M}_z | n) = - \frac{\partial (n | \mathcal{H} | n)}{\partial H_z}, \quad (2.53)$$

где $(n | \mathcal{H} | n)$ и $(n | \hat{M}_z | n)$ — соответственно диагональные матричные элементы операторов $\mathcal{H}$ и $\hat{M}_z$ в n -ом состоянии атома. Для вычисления среднего значения (2.53) в случае слабых полей можно воспользоваться стандартной теорией возмущения, считая, что в формуле (2.40) роль малого параметра играет напряженность внешнего магнитного поля H . Тогда оператор $\mathcal{H}$ можно представить в виде ряда:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + H_z \hat{W}^{(1)} + H_z^2 \hat{W}^{(2)} + \dots = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}'.$$

Здесь $\mathcal{H}_0$ — оператор энергии нулевого приближения (при $H = 0$), а $\mathcal{H}'$ — оператор энергии возмущения:

$$\mathcal{H}' = H_z \hat{W}^{(1)} + H_z^2 \hat{W}^{(2)} + \dots \quad (2.53a)$$

Таким образом,

$$(n | \hat{M}_z | n) = - (n | \hat{W}^{(1)} | n) - 2H_z (n | \hat{W}^{(2)} | n) + \dots$$

Из формул обычной теории возмущения [см., например,

Ландау и Лифшиц (1963)] находим:

$$(n | \hat{W}^{(1)} | n) = - (n | \hat{M}_z^{(0)} | n), \quad (2.54a)$$

$$(n | \hat{W}^{(2)} | n) = - \sum_{n'}' \frac{|(n | \hat{M}_z^{(0)} | n')|^2}{\mathcal{E}_{n'}^{(0)} - \mathcal{E}_n^{(0)}} + \sum_k \frac{e^2}{8mc^2} (n | x_k^2 + y_k^2 | n), \quad (2.54б)$$

где штрих у суммы означает, что член с $n = n'$ исключен, $(n | \hat{M}_z^{(0)} | n')$ — недиагональный матричный элемент оператора (2.53), взятый для невозмущенных состояний n и n' (при $H = 0$), а $\mathcal{E}_n^{(0)}$ и $\mathcal{E}_{n'}^{(0)}$ — соответствующие энергии этих невозмущенных состояний.

В силу (2.54a) и (2.54б) выражение (2.53) для среднего магнитного момента атома примет вид:

$$(n | \hat{M}_z | n) = (n | \hat{M}_z^{(0)} | n) + 2H_z \sum_{n'}' \frac{|(n | \hat{M}_z^{(0)} | n')|^2}{\mathcal{E}_{n'}^{(0)} - \mathcal{E}_n^{(0)}} - H_z \sum_k \frac{e^2}{4mc^2} (n | x_k^2 + y_k^2 | n). \quad (2.55)$$

Если электрическое поле атома обладает шаровой симметрией, то все недиагональные матричные элементы $(n | \hat{M}_z^{(0)} | n')$ (при $n' \neq n$) равны нулю и поэтому второе слагаемое в (2.55) также исчезает. В этом случае магнетизм целиком определяется последним членом в правой части (2.55) и, следовательно, восприимчивость будет иметь характер восприимчивости прецессионного диамагнетизма (2.51).

Если условия сферической симметрии нарушаются, то к этой восприимчивости, в силу (2.55), добавляется положительный (парамагнитный) член, несколько снижающий абсолютную величину (2.51). Этот парамагнитный вклад определяется ван-флековской восприимчивостью, даваемой формулой (2.52).

в) *Случай сильных внешних магнитных полей.* Как было видно из элементарного рассмотрения эффекта Зеемана, в случае *сильного* внешнего магнитного поля, т. е. когда энергия этого поля $\mu_B H$ сравнима по величине с энергетическими интервалами тонкой структуры или превышает их, наблюдается *эффект Пашена — Бака*. Количественный расчет этого эффекта оказывается очень простым. Если энергия атома относительно внешнего магнитного поля значительно превосходит энергии внутренних

спин-орбитального и спин-спинового взаимодействий в атоме, но, конечно, еще мала по сравнению с энергетическим расстоянием между различными мультиплетами, тогда в первом приближении можно пренебречь учетом этих внутренних взаимодействий. Кроме того, в этом случае интегралами движения являются не только проекции полного момента J_z , но также проекции орбитального и спинового моментов L_z и S_z . Оператор возмущения (2.40) имеет собственное значение, равное энергии расщепления:

$$\Delta \mathcal{E} = \mu_B (m_L + 2m_S) H,$$

т. е. получаем уже знакомую формулу (2.32а).

В связи с проблемой действия сильных и сверхсильных магнитных полей обращаем внимание на работу Ньютона (1971). Эта проблема стала весьма актуальной в связи с последними астрофизическими открытиями (нейтронные звезды и т. п.; см. по этому вопросу гл. 6).

4.3. Тонкая структура электронного спектра атомов

Остановимся теперь несколько подробнее на описании *естественной тонкой структуры* энергетического спектра атома, которая определяется внутренними магнитными (релятивистскими) взаимодействиями электронов. В самом общем виде можно разбить эти взаимодействия на два класса. К одному классу относят взаимодействия, оператор энергии которых линеен в операторах вектора спина электрона s_i , т. е. *спин-орбитальные* взаимодействия. Ко второму классу относят те взаимодействия, оператор энергии которых квадратичен в векторах спина, — *спин-спиновые* взаимодействия *). Из общих качественных соображений можно ожидать, что отвечающие спин-орбитальным и спин-спиновым связям члены в операторе Гамильтона атомной оболочки будут иметь вид скалярных произведений:

$$\hat{A}_{ik}(r) (\hat{l}_i \hat{s}_k), \quad \hat{B}_{ik}(r) (\hat{s}_i \hat{s}_k), \quad (2.56)$$

*) В энергии электростатического взаимодействия электронов есть члены, квадратичные в операторах векторов спина. Однако здесь мы исключаем эти «обменные» члены и под спин-спиновым взаимодействием понимаем исключительно его *релятивистскую* часть.

где $\hat{l}_i = [r_i \hat{p}_i]$ — оператор орбитального момента, а величины $\hat{A}_{ik}$ и $\hat{B}_{ik}$ являются также операторами, действующими (вместе с операторами $\hat{l}_i$) на координаты электронов.

Рассмотрим, например, простой и наглядный вывод того, что спин-орбитальная энергия $\sim (ls)$. Электрон со спином s движется в электронной оболочке атома в некотором электрическом статическом поле экранированного ядра E . Поэтому на электронный спин, движущийся со скоростью v , будет действовать эффективное магнитное поле (индукция) $B_{\text{эф}} = c^{-1} [vE]$, в котором спин обладает энергией $-\mu_s B_{\text{эф}}$. В приближении сферически симметричного потенциала $E = -\nabla\varphi(r) = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)\left(\frac{r}{r}\right)$, и поэтому $B_{\text{эф}} \sim [r, mv]$. Отсюда сразу видно, что $-\mu_s B_{\text{эф}} = \lambda(ls)$.

Можно также получить выражение для энергии спин-орбитальной связи, исходя из общих соображений симметрии. Действительно, оператор этой связи в нерелятивистском приближении должен быть скалярной величиной относительно операций вращения и пространственных отражений, и он может содержать лишь оператор вектора спина $\hat{s}$, вектора импульса $\hat{p}$ и скалярной потенциальной энергии $V(r)$. Если учесть, что $\hat{p}$ — полярный, а $\hat{s}$ — аксиальный вектор [см. (1.13)], то единственно возможным скаляром может быть следующее выражение:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{сп. орб.}} = A(\hat{s} [\nabla V \hat{p}]),$$

где постоянная A , согласно релятивистскому уравнению Дирака, равна $A = 1/2m^2c^2$. Поскольку в случае центрально-симметричного поля

$$\nabla V = \frac{\partial V}{\partial r} \frac{r}{r},$$

то, подставляя это выражение в оператор $\hat{\mathcal{H}}_{\text{сп. орб.}}$, находим:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{сп. орб.}} = \frac{1}{2m^2c^2r} \frac{\partial V}{\partial r} (\hat{s} \hat{l}),$$

где $\hat{l} = [r \hat{p}]$ — оператор орбитального момента.

Из опыта известно, что взаимодействие спин — орбита, как правило, заметно превышает спин-спиновую

(релятивистскую) связь, $\hat{A}_{ik} > \hat{B}_{ik}$, а среди спин-орбитальных членов доминирующими являются члены с одинаковыми индексами: $\hat{A}_{ii} > \hat{A}_{ik}, i \neq k$, т. е. взаимодействие спина со «своей» орбитой всегда больше, чем с «чужой». Из теории Дирака [см. Шифф (1957); Давыдов (1963)] в первом приближении, а также из наглядных классических соображений [см. Френкель (1926, 1956); Томас (1926)] в случае электрона в центрально-симметричном поле с потенциальной энергией $V(r)$ для величин A_{ii} имеем:

$$\overline{A_{ii}(r)} \approx \frac{\hbar^2}{2m^2c^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V(r)}{\partial r} \right). \quad (2.57)$$

В случае водородоподобных атомов потенциальная энергия $V(r) = -Z_{\text{эф}} e^2/r$, и, следовательно, вместо (2.57) будем иметь:

$$\overline{A_{ii}(r)} \approx \frac{Z_{\text{эф}} \hbar^2 e^2}{2m^2 c^2} \frac{1}{r^3}.$$

Если ограничиться случаем рассел-саундеровской связи, то при суммировании выражений типа (2.56) векторы спинов и орбитальных моментов отдельных электронов благодаря сильным электростатическим взаимодействиям складываются в результирующие векторы спина атома S и орбитального момента L . Кроме того, в случае LS -связи спин-орбитальное взаимодействие рассматривается как возмущение к нулевому гамильтониану [см. (2.40)]. Поэтому при вычислении энергетических поправок в первом приближении теории возмущения необходимо найти среднее значение оператора, например, спин-орбитального взаимодействия (при $\bar{A}_{ii} \gg \bar{A}_{ik}$)

$$A(S, L)(\hat{L}\hat{S}). \quad (2.58)$$

Здесь, по существу, уже произведено усреднение по состояниям атома с заданными абсолютными значениями результирующих моментов L и S . При этом остается еще усреднить скалярное произведение в (2.58) по состояниям с заданными L, S и при определенном значении полного момента J *).

*) Строго говоря, надо было бы решать задачу теории возмущения для вырожденного уровня с данными L и S . Однако здесь можно воспользоваться тем, что нам заранее известны «правильные» функции нулевого приближения, в которых оператор (2.58) диагонален, т. е. известны функции с определенными значениями полного момента J . Это и используется при выводе формулы (2.59).

По аналогии с (2.45) и (2.46) имеем:

$$\overline{LS} = \frac{1}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]; \quad (2.59)$$

следовательно, спин-орбитальная энергия мультиплетного расщепления будет равна

$$\mathcal{E}_{\text{сп. орб.}} = \frac{1}{2} A(S, L) [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]. \quad (2.60)$$

Таким образом, расстояния между соседними уровнями с J и $J-1$ в мультиплете тонкой структуры будут равны

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{сп. орб.}} = AJ \quad (2.61)$$

(правило интервалов Ланде) [см. Герцберг (1948); Зоммерфельд (1956); Кондон и Шортли (1949); Хунд (1927)].

Если постоянная A в (2.60) положительна, то мы имеем дело с *нормальным* мультиплетом, и уровню мультиплета с наименьшей энергией будет соответствовать наименьшее J [см. (2.17а) и (2.17б)], т. е. $J = |L - S|$.

Наоборот, если $A < 0$, то мультиплет, как уже указывалось выше, называется *обращенным* и наинизший уровень соответствует наибольшему J , т. е. $J = L + S$.

Существует эмпирическое правило, что нормальные мультиплеты наблюдаются в том случае, если наружная оболочка атома заполнена электронами меньше чем наполовину, а обращенные — если она заполнена больше чем наполовину (см. выше о втором правиле Хунда).

Оператор спин-спинового релятивистского взаимодействия после усреднения по состояниям с данными L и S будет содержать члены, пропорциональные S^2 и $(LS)^2$. Поправки от первых членов, очевидно, не зависят от J и поэтому не вносят вклада в расщепления мультиплета. Вторые же члены дают вклады двух типов [см. (2.59)]. Во-первых, пропорциональные $J(J+1)$, которые можно включить в (2.59), изменив там несколько величину коэффициента A . Во-вторых, появятся еще члены, специфичные для спин-спиновой связи, пропорциональные $J^2(J+1)^2$. Однако эти члены обычно дают гораздо меньшую поправку, чем вклад от спин-орбитальной связи (2.59).

В качестве примера можно упомянуть работу Брина (1960), в которой произведен конкретный расчет спин-орбитальных и спин-спиновых поправок для случая атома кислорода. При этом спин-спиновые поправки оказываются

примерно в 20—40 раз меньше (для разных состояний), чем спин-орбитальные; поправки от взаимодействия спина с «чужими» орбитами оказываются такими же малыми, как и спин-спиновые.

4.4. Влияние переменного магнитного поля — магнитный резонанс

До сих пор речь шла о действии постоянного магнитного поля на электрон в атоме (или на свободный электрон). Однако большой интерес представляет влияние *переменных* электромагнитных полей на элементарные частицы и атомные оболочки. Рассматривая внешнее переменное поле как возмущение, следует различать два крайних случая: адиабатического и внезапного возмущения.

В первом случае характерное время возмущения (период внешнего переменного поля, время «включения» или «выключения» постоянного поля, время пролета частицы через неоднородные участки, где поле возрастает от нуля до своего максимального значения, и т. п.) велико по сравнению с характерным временем состояния микрочастицы (например, период обращения по орбите атома, период ларморовской прецессии и т. п.). Поэтому частица успевает «приспособиться» к новым условиям, соответствующим существованию возмущенного потенциала.

Во втором случае — случае внезапного возмущения — с большой вероятностью возможны квантовые переходы, которым сопутствует возмущение или испускание конечных квантов энергии. Максимальная вероятность таких квантовых переходов (близкая к единице) в случае переменного магнитного поля частоты ω существует при резонансе, т. е. когда эта частота внешнего поля совпадает с собственной частотой ω_0 самой частицы. Более подробно о явлении магнитного резонанса см. ниже в гл. 3 в связи с проблемой ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

§ 5. Некоторые методы измерения магнитных моментов атомов

5.1. Метод Штерна

В связи с проблемой измерения атомных магнитных моментов укажем, что Штерн (1937) предложил еще один метод точного определения атомных магнитных моментов, который сводится к уравниванию действия силы тяже-

сти на очень длинный молекулярный пучок с помощью магнитной силы, направленной против силы тяжести. Это можно осуществить, например, неоднородным магнитным полем тока, протекающего по проводнику, который протянут точно под молекулярным пучком параллельно его направлению движения. Легко видеть, что условие равенства сил, отнесенное к одной грамм-молекуле исследуемого вещества, имеет вид:

$$N\mu \frac{\partial H}{\partial z} = NMg,$$

где N — число Авогадро, M — масса атома, g — ускорение силы тяжести, z — направление вертикали. Так как g , N , M и $\partial H/\partial z$ могут быть известны с большой точностью, то становится возможным очень точно определить значение молярного магнетона

$$N\mu = Ne\hbar / 2mc,$$

если, например, результирующий магнитный момент атома создается лишь спином одного валентного электрона. С другой стороны, число Фарадея $F = Ne$ и скорость света c известны также очень точно, поэтому данный метод дает возможность точно определить $\hbar/m$.

5.2. Методы измерения атомных моментов в конденсированной фазе

Отметим также, что помимо изучения магнитных свойств атомов в изолированных состояниях, когда взаимодействие между различными атомами или молекулами заведомо мало (молекулярные пучки, атомные спектры), можно поставить вопрос об изучении магнитных моментов электронных оболочек атомов в твердых и жидких телах. Хотя в этом случае мы, строго выражаясь, можем говорить лишь о магнетизме коллектива атомов конденсированной фазы, тем не менее некоторые сведения об «индивидуальных» магнитных свойствах отдельных атомов можно получить и в этом случае. В частности, известные опыты по гиромагнитному эффекту в ферромагнетиках уже позволили установить, что во многих ферромагнитных телах носителями магнетизма являются электронные спины. Используя метод магнитного резонанса (подробнее см. гл. 3), оказывается возможным определять не только

g -факторы Ланде, но также и механические и магнитные моменты атомов в твердых и жидких телах.

Так, например, Завойский (1947) [см. также Дорфман (1947); Альтшулер и Козырев (1961); Лоу (1962)] определил в парамагнитных солях $\text{MnSO}_4 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ и $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ значения спинов ионов Mn^{2+} и Cu^{2+} , которые оказались соответственно равными $\sqrt{5/2 (5/2 + 1)} \hbar$ и $\sqrt{1/2 (1/2 + 1)} \hbar$. Фактор Ланде в первом случае оказался равным 1,96 и, следовательно, магнитный момент $\mu = 4,90\mu_B$. Опыты Завойского (1947) были первым непосредственным доказательством пространственного квантования спина атома в твердом теле.

МАГНЕТИЗМ НУКЛОНОВ (ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ) И АТОМНЫХ ЯДЕР*)

§ 1. Магнитные моменты протона и нейтрона

Тяжелые элементарные частицы — протоны и нейтроны, а также состоящие из них атомные ядра **) обладают собственными магнитными моментами. Поэтому можно говорить о *ядерном магнетизме*. Однако, ввиду того, что масса ядер в тысячи раз больше массы электрона [см. (1.2)], величина магнитных моментов нуклонов и сложных ядер в среднем в тысячу раз меньше спинового или орбитального магнитного момента электронной оболочки атома. В силу этого ядерный магнетизм проявляется в гораздо более тонких явлениях атомного мира (например, в сверхтонкой структуре спектральных линий) и требует для своего обнаружения и изучения применения сложных экспериментальных методов.

1.1. Ядерный магнетон

Тем не менее успехи в развитии современной техники физического эксперимента столь велики, что оказалось возможным не только обнаруживать, но и с большой точностью измерять магнитные моменты отдельных нуклонов и сложных ядер, а также элементарных частиц типа мезонов и др. (см. ниже § 6, а также гл. 4).

На основании релятивистской квантовой теории Дирака (см. гл. 1), по аналогии с магнитными свойствами электрона, на первый взгляд кажется, что протон, как

*) Современное изложение общих вопросов, связанных с магнитными свойствами ядер, читатель найдет в книгах Я. Г. Дорфмана (1948), Копфермана (1960), Блин-Стойла (1957), Рамзея (1953, 1955), Смайта (1957), Вяльцева (1963) и Мигдала (1965).

**) Идея о протонно-нейтронном строении атомных ядер принадлежит Иваненко и Амбарцумяну (1930) [см. также Иваненко (1932а, б), Гейзенберг (1932б) и Майорана (1932)].

положительно заряженная элементарная частица, спин которого равен $(\sqrt{3}/2) \hbar$, должен обладать спиновым магнитным моментом $\sqrt{3}e\hbar/2Mc$, где M — масса протона, в 1836,109(11) раз бóльшая массы электрона m . Таким образом, в ядерном магнетизме роль элементарного магнитного момента должна была бы играть величина проекции магнитного момента протона на направление внешнего магнитного поля, равная

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{e\hbar}{2Mc} = \frac{1}{1836,109} \mu_{\text{Б}} = 5,050951(50) \cdot 10^{-24} \text{ эрг/гс}^* \text{.} \quad (3.1)$$

Величина $\mu_{\text{яд}}$ носит название *ядерного магнетона*. Он в 1836,109 раз меньше магнетона Бора $\mu_{\text{Б}}$, в чем и лежит причина малости ядерного магнетизма по сравнению с магнетизмом электронной оболочки.

Что же касается нейтрона — частицы, лишенной электрического заряда, — то в рамках обычных представлений казалось законным принять, что он не обладает магнитным моментом.

В связи с этим можно привести следующее замечание [см. Блатт и Вайскопф (1954)]. Дело в том, что электрическая нейтральность системы означает лишь, что интеграл от плотности зарядов равен нулю. Если мы, например, имеем систему, состоящую из отрицательно заряженной сферы и расположенного в центре положительного заряда, равного по величине отрицательному, то такая система в целом не заряжена. Однако при ее вращении возникает отрицательный магнитный момент. Хотя этот пример и не адекватен модели нейтрона, но он иллюстрирует принципиальную возможность магнетизма у электрически нейтральной системы.

Впервые теоретически к выводу о существовании у нейтрона магнитного момента пришли Тамм и Альтшулер (1934). Они провели детальный анализ существовавших к тому времени опытных данных по измерению магнитных моментов атомных ядер и пришли к выводу, что знак магнитного момента нейтрона отрицателен (т. е. антипараллелен его спину), а величина его должна быть по порядку величины равна ядерному магнетону (точнее — они предсказывали значение $-0,5\mu_{\text{яд}}$). Теоретические выводы

*) Напоминаем, что цифры в круглых скобках после численных значений, например, 5,050951(50), означают среднеквадратичные ошибки в последних цифрах численных значений.

Тамма и Альтшулера совпали с выводами экспериментаторов [Бачер (1933), Шюлер и Вестмейер (1933)]. Следует также отметить, что выводы Тамма и Альтшулера были встречены весьма скептически и даже резко отрицательно. Однако будущее полностью подтвердило их правоту.

1.2. Аномальные магнитные моменты нуклонов

Измерения показали, что магнитный момент протона μ_p почти в три раза больше ядерного магнетона, а именно

$$\mu_p = 2,792782 (17) \mu_{\text{яд}} = \gamma_p \mu_{\text{яд}} \quad (3.2)$$

а магнитный момент нейтрона оказался отличным от нуля и равным [Коэн и др. (1956)]

$$\mu_n = -(1,913148 \pm 0,00066) \mu_{\text{яд}} = \gamma_n \mu_{\text{яд}} \quad (3.3)$$

Данные о магнитных моментах ядер можно найти, например, в обзоре Смайта (1957). Критические данные по магнитному моменту протона μ_p приведены в обзоре Коэна и Дюмонда (1965). Весьма точное определение $\mu_p/\mu_{\text{яд}}$ провели Сандерс и Турберфильд (1963), Сандерс и др. (1963). В этих работах использовано указанное еще Альварецом и Блохом (1940) равенство отношения частоты прецессии протонного спина $\omega_{\text{ЯМР}}$ к циклотронной частоте протона ω_H и отношения $\mu_p/\mu_{\text{яд}}$. Действительно, используя выражение (3.1), а также

$$\omega_{\text{ЯМР}} = \frac{2\mu_p H}{\hbar}, \quad \omega_H = \frac{eH}{Mc},$$

сразу находим:

$$\frac{\mu_p}{\mu_{\text{яд}}} = \frac{\omega_{\text{ЯМР}}}{\omega_H}.$$

Измеряя $\omega_{\text{ЯМР}}$ и ω_H , указанные авторы нашли, что

$$\mu_p/\mu_{\text{яд}} = 2,79277 \pm 0,00005.$$

Мамырин и Французов (1964, 1965) предложили новый метод определения $\mu_p/\mu_{\text{яд}}$ с использованием магнитного масс-спектрографа. Они получили значение

$$\mu_p/\mu_{\text{яд}} = 2,79279 \pm 0,00002.$$

У Коэна и Дюмонда (1965) приводится значение

$$\mu_p/\mu_{\text{яд}} = 2,79276 \pm 0,00002.$$

Наконец, Марион и Винклер (1967), используя результаты по измерениям энергий протонов в ядерных реакциях $Al^{27}(p, \gamma)Si^{28}$ и $Li^7(p, n)Be^7$ [см. работы Ритца и др. (1961, 1962) и Рауша и др. (1966)], полученные магнитным методом и методом времени полета, нашли (после поправки на диамагнетизм воды), по-видимому, пока наиболее точное значение

$$\mu_p/\mu_{яд} = 2,79267(12).$$

Критический анализ данных для отношений μ_p/μ_B , $\mu_p/\mu_{яд}$ и γ_p см. в фундаментальном обзоре Тейлора и др. (1969). См. также более позднее определение $\mu_p/\mu_{яд}$ в работе Файстрома (1970), которое дает:

$$\mu_p/\mu_{яд} = 2,792783 \pm 0,000016.$$

См. также работы: Винклер и др. (1972), Луксон и Рич (1972), Мамырин и др. (1972), Каминкер и др. (1972).

Экспериментальное определение магнитного момента антипротона провели Баттон и Маглик (1962), которые нашли:

$$\mu_{-p} \approx -2,79 \mu_{яд}.$$

Из (3.2) легко видеть, что магнитный момент протона можно представить (в единицах $\mu_{яд}$) как сумму

$$\gamma_p = 1 + (\gamma_p - 1) = 1 + \gamma_p^{аном},$$

где первое слагаемое в правой части (+1) и дает величину момента по теории Дирака ($\mu_{яд}$), а второе ($\gamma_p^{аном}$) дает так называемую аномальную часть μ_p , которая с большой точностью равна по абсолютной величине $|\gamma_p|$. Такое несоответствие между естественными предположениями, основанными на теории Дирака, и опытом при попытке объяснения природы нуклонного магнетизма с первых же шагов приводит к трудности, которой не было при рассмотрении магнитных свойств электрона (впрочем, см. по этому поводу гл. 4). Современная квантовая теория нуклонов и атомных ядер находится в далеко не завершенной стадии своего развития и поэтому не может дать исчерпывающего количественного объяснения магнитных свойств как изолированных нуклонов, так и их коллективов — атомных ядер. Тем не менее можно привести некоторые качественные соображения о природе аномальных магнитных моментов нуклонов.

Дело в том, что понятие свободной элементарной частицы — электрона, протона и т. п. — является грубым приближением. Фактически, если мы рассматриваем одну частицу, то она находится в материальной связи с окружающим ее физическим вакуумом, который наделен вполне определенными физическими свойствами. Через взаимодействие с этим вакуумом и осуществляется связь между частицами. Поэтому каждому типу таких взаимодействий сопоставляется свой физический вакуум.

Кроме того, взаимодействие с вакуумом приводит к появлению некоторых специфических «вакуумных» эффектов в свойствах элементарных частиц. Так, в гл. 4 будет показано, что электромагнитное взаимодействие электронов и позитронов с электромагнитным вакуумом приводит к такого рода вакуумным эффектам, а именно к смещению спектральных линий в атомных спектрах и изменению величины элементарного магнитного момента (магнетона Бора) свободного электрона. Эти эффекты для электронов очень малы, что обусловлено слабостью электромагнитных взаимодействий (см. гл. 4). В случае же нуклонов, помимо электромагнитного взаимодействия (связанного с электрическим зарядом протона), между ними действуют мощные специфические ядерные силы *не* электромагнитной природы. Переносчиком этого ядерного взаимодействия является поэтому не электромагнитный вакуум, а вакуум другой природы — *мезонный*.

В противоположность случаю электромагнитных взаимодействий, ядерные взаимодействия нельзя считать слабыми. Они столь сильны, что само представление о свободном нуклоне в отсутствие окружающего его мезонного поля (вакуума) является недопустимым приближением. Последнее обстоятельство представляет наибольшую трудность в разработке количественной теории ядерных (мезонных) взаимодействий, так как их большая величина не позволяет применять в расчетах метод теории возмущений. Поэтому пока приходится пользоваться полуклассической теорией типа Паули, в уравнения которой подставляют наблюдаемые на опыте магнитные моменты нуклонов (3.2) и (3.3).

Для того чтобы качественно представить себе физический механизм появления аномального слагаемого в нуклонном магнитном моменте $\gamma_p^{\text{аном}}$ и γ_n , напомним, что, например, хорошо рассчитываемые электромагнитные взаимодействия зарядов можно наглядно представить как

результат «обмена» между ними квантами электромагнитного поля — так называемыми виртуальными фотонами. Взаимодействующие электрические заряды непрерывно испускают и поглощают виртуальные кванты электромагнитного поля, чем и обеспечивается электромагнитная связь зарядов между собой и с полем. В случае нуклонов специфическое ядерное взаимодействие между ними можно представить как такого же рода процесс обмена виртуальными квантами мезонного поля ядерных сил — так называемыми π -мезонами, или пионами *).

В отличие от фотонов, масса покоя которых равна нулю и которые не имеют электрического заряда, π -мезоны имеют конечную массу покоя (около 300 масс электрона — $273 m_e$) и положительный или отрицательный элементарный электрический заряд **). Заряженные π -мезоны являются бозе-частицами и их спин $s = 0$.

Можно сказать, что нуклоны в результате непрерывного испускания и поглощения пионов и создают вокруг себя мезонное поле, подобно тому как электрические заряды создают вокруг себя электромагнитное поле в результате подобного же испускания и поглощения фотонов. При этом, например, протон, испуская положительно заряженный пион или поглощая пион, заряженный отрицательно, превращается в нейтрон. Наоборот, нейтрон, поглощая положительно заряженный пион или испуская отрицательно заряженный пион, превращается в протон.

Вполне возможно, что процессы такого квазирасщепления нуклонов идут более сложным путем. Например, «испущенные» пионы могут еще распадаться на электрон (позитрон) и нейтрино. Но качественная картина от этого не меняется. Теперь можно считать, что эксперимент подтвердил правильность (по крайней мере с качественной стороны) теоретических представлений об «обменном» характере хотя бы части ядерного взаимодействия между протоном и нейтроном. См., например, Бракнер и др. (1949).

Таким образом, нуклоны, которые обнаруживаются на опыте либо как протоны, либо как нейтроны, испытывают

*) Идея о переносе ядерного взаимодействия частицами была впервые высказана Таммом и Иваненко (1934).

**) Существует также нейтральный π^0 -мезон, который не наблюдается непосредственно, а лишь косвенно по его распаду на два гамма-кванта или на пару электрон — позитрон и гамма-квант [см. Линденфельд и др. (1953)].

Непрерывные превращения друг в друга. Однако нуклоны, обнаруженные как протоны, большую часть времени пребывают в протонном состоянии, а обнаруженные как нейтроны — в нейтронном. Поскольку процесс обмена пионами происходит не мгновенно, а требует некоторого времени, то в ядре постоянно, на относительно короткие промежутки, появляются пионы, и поэтому результирующий магнитный момент протона оказывается больше ядерного магнетона, а у нейтрона, исключительно за счет мезонного поля, появляется отрицательный магнитный момент.

Действительно, сравнение опытных значений магнитных моментов протона (3.2) и нейтрона (3.3) показывает, как уже отмечалось, что разность их абсолютных величин очень близка к одному ядерному магнетону, а знаки моментов обратны.

Более детальная качественная картина появления аномальных магнитных моментов нуклонов сводится к следующему [по Кеммеру и др. (1938)]. Хотя $\pm$ -пионы не имеют спина, но они имеют электрический заряд. Поэтому, если испущенный виртуальный пион попадает в орбитальное p -состояние, то он будет иметь орбитальный магнитный момент, равный одному мезонному магнетону:

$$\mu_{\text{мез}} = \frac{e\hbar}{2m_{\pi}c} = \frac{M'\mu_{\text{яд}}}{m_{\pi}} \approx 7\mu_{\text{яд}},$$

ибо отношение масс нуклона и пиона $M/m_{\pi} \approx 7$. По закону сохранения проекции механического момента, орбитальный момент виртуального пиона в p -состоянии может иметь лишь две проекции на направление спина нуклона: 0 или ± 1 (но не -1), так как только при этом результирующая проекция момента системы (нуклон $\pm$ пион) не меняется при процессе излучения пиона. Отсюда явствует, что в случае протона (излучающего π^+ -мезон) дополнительный магнитный момент, связанный с орбитальным моментом испущенного пиона, будет направлен по спину нуклона. В случае же нейтрона, испускающего π^- -мезон, знак добавочного момента будет отрицательным, что и наблюдается на опыте. Абсолютная величина добавочного магнитного момента от орбитального движения пиона равна приблизительно $7\mu_{\text{яд}}$. Следовательно, для объяснения наблюдаемых значений аномальных магнитных моментов протона и нейтрона необходимо предположить,

что испущенный виртуальный пион должен существовать около 25 % времени.

На основании изложенной наглядной картины нельзя, конечно, считать, что протон и нейтрон — какие-то «возбужденные» состояния, испускающие мезоны. Надо всегда помнить, что они являются в количественной теории строгими стационарными состояниями, представляющими собой суперпозицию нескольких состояний: «голого» протона, нейтрона, положительного пиона и т. п.

Более подробно вопрос о магнитных моментах нуклонов будет рассмотрен в гл. 4. Там же будет дано качественное объяснение аномальной величине магнитных моментов нуклонов в связи с новыми представлениями о кварках.

§ 2. Магнитные моменты ядер (анализ опытных данных)

При переходе к рассмотрению магнитных свойств атомных ядер картина получается также более сложной, чем это имело место в случае электронной оболочки. В таблице II в конце книги приведены измеренные к настоящему времени величины спинов и магнитных моментов ядер всех стабильных и части радиоактивных изотопов в основном состоянии [см. также Мак (1950), Селинов (1962, 1966), Смайт (1957), Лаукин (1958), Фуллер и Коэн (1965)].

К настоящему времени спины и магнитные моменты стабильных и радиоактивных изотопов с очень большими полупериодами распада уже в основном измерены (хотя работа по уточнению численных данных еще продолжается). Поэтому главное внимание исследователей направлено на разработку новых методов определения магнитных моментов короткоживущих радиоактивных изотопов, а также возбужденных состояний атомного ядра (см. ниже). Здесь, главным образом, в качестве методов измерения используется сама радиоактивность изучаемых короткоживущих возбужденных изотопов. Наиболее удобным и прямым методом определения моментов возбужденных ядер оказался метод, основанный на использовании явления Мёссбауэра.

Из данных табл. II видно, что для спина ядер имеет место простое правило аддитивности, в то время как магнитные моменты ядер явно неаддитивны (если в качестве основных единиц выбрать магнитные моменты «свободных

нуклонов» (3.2) и (3.3)). Даже в простейшем сложном ядре — дейтроне (ядро атома тяжелого водорода), состоящем из одного протона и одного нейтрона, со спиновым квантовым числом, равным единице (что указывает на параллельную ориентацию механических моментов протона и нейтрона в ядре дейтрона), результирующий магнитный момент не равен точно алгебраической сумме магнитных моментов протона и нейтрона *). Взяв численные значения, получим:

$$\mu_{H_1} - (\mu_p + \mu_n) = -0,022228 \mu_{\text{яд.}}$$

Точность измерений гарантирует правильность до четвертого знака, т. е. до 0,0001 — величины, меньшей 0,5% от наблюдаемой разности.

Если предположить, что между нейтроном и протоном в дейтроне действуют центральные силы, потенциал которых зависит только от абсолютного значения их взаимного расстояния $V(r)$, то основное состояние должно обязательно быть S -состоянием (т. е. дейтрон не должен иметь орбитального момента: $L = 0$). Поскольку результирующий спин равен единице, то основное состояние является триплетом 3S_1 . Вместе с тем, явное нарушение аддитивности нуклонных магнитных моментов в дейтроне, а также обнаруженный на опыте электрический квадрупольный момент **) дейтрона явно указывают, что состояние 3S_1 не может быть основным (поскольку в нем обязательно должна выполняться аддитивность магнитных спиновых моментов и полностью отсутствовать электрический квадрупольный момент). Разрешение этого противоречия между теорией и опытом можно найти, если предположить, что основное состояние дейтрона является не «чистым» S -состоянием, а «смесью» состояний 3S_1 и 3D_1 (с $L = 2$). При этом вклад состояния 3D_1 , определяемый по наблюдаемым отклонениям магнитного момента от правила

*) Первое измерение магнитного момента дейтрона провели Эстерман и Штерн (1933).

**) Электрическим квадрупольным моментом атомного ядра называют величину

$$Q = \int \rho(r) (3z^2 - r^2) dr.$$

Здесь $\rho(r)$ — плотность электрического заряда ядра в точке r . Величина Q характеризует отклонение от сферически симметричного распределения заряда в ядре. [В сферически симметричных ядрах $Q = 0$. Подробнее см., например, Копферман (1960); Блин-Стойл (1957); Давыдов (1958)].

аддитивности и по величине квадрупольного момента, не должен превышать 4%.

То, что состояние дейтрона является смесью двух орбитальных состояний, показывает, что орбитальный момент в данном случае не является интегралом движения, а число L не является квантовым числом, определяющим состояние системы. Это в свою очередь означает, что ядерные силы не могут быть центральными, т. е. что их потенциал имеет нецентральный (тензорный) характер.

Рассмотрим эту задачу более подробно [см., например, Блатт и Вайскопф (1954)]. В общем случае оператор магнитного момента системы нейтрон + протон имеет вид:

$$\hat{\mu} = \mu_n \hat{\sigma}_n + \mu_p \hat{\sigma}_p + \hat{L}_p, \quad (3.4)$$

где $\hat{\sigma}_n$ и $\hat{\sigma}_p$ — соответственно операторы спинов нейтрона и протона, μ_n и μ_p — магнитные моменты нейтрона и протона в единицах $\mu_{\text{яд}}$, а $\hat{L}_p$ — оператор орбитального момента протона, равный половине суммарного орбитального момента дейтрона $\hat{L}$ (предполагается, что нейтрон не дает вклада в орбитальный магнитный момент, поскольку он не имеет заряда *)). Коэффициент при $\hat{L}_p$ равен единице, так как в (3.4) момент измеряется в единицах $\mu_{\text{яд}}$. Введя суммарный спин системы $\hat{S} = 0,5 (\hat{\sigma}_n + \hat{\sigma}_p)$, получаем вместо (3.4):

$$\hat{\mu} = (\mu_n + \mu_p) \hat{S} + \frac{1}{2} (\mu_n - \mu_p) (\hat{\sigma}_n - \hat{\sigma}_p) + \frac{1}{2} \hat{L}. \quad (3.4a)$$

Собственное значение оператора $(\hat{\sigma}_n - \hat{\sigma}_p)$ в триплетном состоянии равно нулю (ибо спины протона и нейтрона параллельны). Если ввести полный момент количества движения (2.17), то (3.4a) можно записать в виде:

$$\mu = (\mu_n + \mu_p) \hat{J} - \left(\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \right) \hat{L}. \quad (3.4б)$$

Наблюдаемый магнитный момент равен среднему значению от (3.4б) в состоянии с $\hat{J}_z = J$. Поэтому, заменяя в (3.4б) $\hat{L}$ на $\hat{L}_z$, т. е. (см. гл. 2)

$$L \rightarrow L_z = \frac{(LJ) J_z}{J^2} = \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2J(J+1)} J_z,$$

*) Строго говоря, это не так. Как указал Мигдал (1964), в результате взаимодействия нейтронов с протонами в ядре орбитальное движение нейтронов в нем вызывает ток протонов, что приводит к появлению орбитального фактора Ланде у нейтронов.

а также используя для дейтрона равенство $J(J + 1) = S(S + 1)$ и для смеси S - и D -состояний

$$\langle L(L + 1) \rangle_{\text{ср}} = 0 \cdot \mathcal{P}_S + 6 \cdot \mathcal{P}_D = 6\mathcal{P}_D,$$

где $\mathcal{P}_S$ и $\mathcal{P}_D$ — соответственно статистические веса указанных состояний в смеси, находим для $J = 1$:

$$\mu_{\text{H}_1^2} = \mu_n + \mu_p - \frac{3}{2} \left(\mu_n + \mu_p - \frac{1}{2} \right) \mathcal{P}_D. \quad (3.4\text{в})$$

Из сравнения (3.4в) с опытным значением $\mu_{\text{H}_1^2}^{\text{эксп}}$ и находим величину примеси 3D_1 состояний $\mathcal{P}_D$, которая равна 3,93%.

Более детальные сведения по этому вопросу можно найти в любой книге по физике ядра (в частности, см. § 14 в книге Бете и Моррисона, 1958). Здесь отметим еще лишь, что кроме тривиальной добавки к магнитному моменту ядра от орбитального движения нуклонов (в состояниях с $L \neq 0$) могут быть еще добавки, обусловленные «обменным» взаимодействием между нуклонами в ядре, осуществляемым испусканием и поглощением пионов.

Реальное существование этих «обменных» добавок видно из значений магнитных моментов следующих за дейтроном более сложных ядер — трития H^3 и легкого изотопа гелия He^3 (см. табл. II Приложения). Это два *зеркальных* ядра, отличающихся друг от друга заменой всех протонов нейтронами и нейтронов — протонами. Из табл. II видно, что магнитный момент ядра трития очень близок к моменту протона, а легкого изотопа гелия — к моменту нейтрона. Это показывает, что основные состояния этих ядер главным образом содержат состояние $^2S_{1/2}$. Различие между моментом этого состояния и наблюдаемыми указывает, что в основном состоянии имеется примесь по крайней мере еще одного состояния, с отличным от нуля орбитальным моментом ($L \neq 0$). Расчет, аналогичный проведенному сейчас для дейтрона, показывает, что в примеси содержится в основном еще лишь состояние $^4D_{1/2}$ с весом в 4%. Причем такая примесь очень хорошо объясняет не величину моментов упомянутых ядер по отдельности, а их суммарный момент

$$\mu(\text{H}_1^3) + \mu(\text{He}_2^3) = 0,8512 \mu_{\text{яд}}$$

(расчет дает 0,849). Магнитные моменты каждого из этих ядер по отдельности получаются равными соответственно:

$$\begin{aligned}\mu_{\text{теор}}(H_1^3) - \mu_{\text{эксп}}(H_1^3) &= -0,27\mu_{\text{яд}}, \\ \mu_{\text{теор}}(He_2^3) - \mu_{\text{эксп}}(He_2^3) &= +0,27\mu_{\text{яд}}.\end{aligned}$$

Эти расхождения по всей вероятности связаны с различием магнитных моментов свободных нуклонов и нуклонов, принимающих участие в орбитальном внутриядерном движении, т. е. с виртуальными мезонными токами, о которых уже упоминалось выше.

К сожалению, пока невозможно получить детальную количественную оценку «обменного» вклада в магнитный момент ядер из-за отсутствия последовательной теории ядерных взаимодействий.

В качестве примера расчета магнитного момента дейтрона с учетом внутренней структуры протона и нейтрона («голое» ядро и пионное облако) в их связанном состоянии можно указать на работу Юнга и Кутковского (1960). Вопросу магнитных моментов ядер He^3 и H^3 посвящено также исследование Герштенберга и Ногами (1972), в котором делается дальнейшая попытка улучшить согласие теории с опытом, учитывая отличие электромагнитной структуры нуклонов в ядре и свободных нуклонов. За деталями отсылаем читателя к оригинальной работе.

Из табл. II можно сразу же сделать некоторые общие выводы относительно спинов и магнитных моментов атомных ядер:

1) Все ядра с четным числом протонов (четные Z) и нейтронов (четные $A - Z$, где A — массовое число ядра изотопа) обладают нулевым спином.

2) Ядра с нечетным A имеют спин $(n + 1/2)\hbar$, где $n = 0, 1, \dots$

3) Ядра с нечетными Z и нечетными $A - Z$, т. е. четными A , имеют спин $n\hbar$, где $n = 0, 1, \dots$

Под спином ядра I понимается полный момент количества движения ядра, равный векторной сумме орбитальных моментов составляющих его нуклонов и их спинов. Орбитальные моменты нуклонов равны целочисленным значениям $\hbar$, а спиновые моменты — полуцелому значению $\hbar/2$. Отсюда и вытекает, что в ядрах с нечетным A результирующий спин полуцелый, а с четным A — спин целый (в единицах $\hbar$). То обстоятельство, что ядра с четным числом как протонов, так и нейтронов (случай 1)

всегда имеют спин, равный нулю в основном состоянии, обусловлен, конечно, особенностями ядерных сил.

Из табл. II далее следует, что все ядра с ненулевым спином имеют и ненулевой дипольный магнитный момент, равный $\mu = g_{\text{яд}} I \mu_{\text{яд}}$, где I — квантовое число результирующего спина, а $g_{\text{яд}}$ — магнитомеханическое значение для ядра.

Ядра с $I \geq 1$ могут также обладать электрическим квадрупольным моментом. Ядра же с $I \geq 3/2$ могут иметь октупольный магнитный момент. Однако эти магнитные моменты более высокой мультиплетности очень слабо исследованы экспериментально.

Тот факт, что большинство исследованных на магнитные свойства ядер устойчивых и радиоактивных изотопов имеют спиновые числа в основном менее $9/2$ (см. табл. 3.1, составленную по данным таблицы II), позволяет

Таблица 3.1

Спин изотопа I	Количество ядер с данным спином	Спин изотопа I	Количество ядер с данным спином
0	172	4	5
1/2	57	9/2	18
1	24	5	8
3/2	59	11/2	2
2	21	6	4
5/2	51	13/2	1
3	10	7	1
7/2	31	8	2

предположить, что нуклоны, подобно электронам атомной оболочки, образуют замкнутые «слои» с нулевым значением спина и магнитного момента. Примеры многих ядер с такими замкнутыми «слоями» даны в таблице II. Следовательно, спин ядра является результатом сложения спинов лишь небольшого числа нуклонов, не вошедших в замкнутые слои. Например, в ядрах He_2^4 , C_6^{12} , O_8^{16} и т. п. с $I = 0$ все нуклоны входят в замкнутые слои, а в ядре N_7^{14} шесть нейтронов и шесть протонов образуют замкнутые слои, а седьмые нейтрон и протон дают результирующий спин ядра, равный их сумме: $I = 1$. Однако

соответствующий магнитный момент этого ядра отнюдь не равен магнитному моменту для дейтрона, где I также равно единице, а составляет всего лишь $0,403562 \mu_{\text{яд}}$.

В случае более тяжелых ядер значения спинового квантового числа могут достигать больших величин. Например, у изотопов индия In^{113} и In^{115} значение $I = 9/2$ и соответственно велики магнитные моменты: $5,52317 \mu_{\text{яд}}$ и $5,53441 \mu_{\text{яд}}$; у изотопа ниобия Nb^{93} $I = 9/2$ и $\mu = 6,16719 \mu_{\text{яд}}$.

Однако полного параллелизма между величиной I и μ нет, как это также видно из табл. II. Например, изотоп цезия Cs^{134} имеет аномально большой спин $I = 8$, но весьма «скромный» магнитный момент $\mu = +1,10 \mu_{\text{яд}}$, в то время как для изотопа празеодима Pr^{141} имеем $I = 5/2$ и $\mu = +4,09 \mu_{\text{яд}}$, и т. п.

Сравнительно малая величина спина и магнитного момента атомных ядер, как на это обратил внимание Френкель (1947), позволяет провести аналогию между ядерным магнетизмом и магнетизмом атомных «оболочек», а также парамагнетизмом щелочных металлов, где вследствие требований принципа Паули мы тоже встречаемся с явлением замкнутости «слоев» атомных оболочек или с тем, что результирующий спин коллектива электронов проводимости в отсутствие возбуждения (при 0°K и при $H = 0$) всегда равен нулю. Появление спина у ядер Френкель сравнивает с наличием отличного от нуля результирующего спина и магнитного момента в атомах переходных элементов с недостроенными внутренними слоями электронной оболочки или даже с самопроизвольной намагниченностью ферромагнитных тел.

§ 3. Теория магнитных моментов атомных ядер

3.1. Оболочечная модель атомного ядра

Современная количественная теория ядерных сил находится еще в такой несовершенной стадии своего развития, что пока нет возможности произвести точный расчет магнитных моментов нуклонов и многонуклонных атомных ядер. Тем не менее имеется ряд качественных трактовок, на которых мы и остановимся.

Выше уже отмечалось, что из самого факта малости значений спина ядер возникли представления о «слоистом» строении ядер из нуклонов. Разработка этих представле-

ний привела к созданию хорошо известной теперь *оболочечной модели ядра* [подробные сведения о конкретном содержании этой модели и ее многочисленных применениях можно найти в монографии Давыдова (1958), в статье Эллиота и Лейна (1957), книге Блатта и Вайскопфа (1954) и в лекциях Ландау и Смородинского (1955); см. также монографию Мигдала (1965)]. Хотя модель оболочек лишь спустя некоторое время после своего появления получила достаточно законченное количественное обоснование, уже в самом начале при ее появлении был высказан ряд веских качественных соображений, которые позволяли «принять на вооружение» эту модель, несмотря на возникающие, на первый взгляд существенные, возражения против нее *). В основном эти возражения сводились к тому, что в ядрах мы имеем дело с таким сильным межнуклонным взаимодействием, что нет никаких оснований рассматривать нуклоны даже приближенно как независимые частицы. Атомное ядро следует считать системой сильно взаимодействующих частиц — неким единым коллективным образованием, подобным молекулам, кристаллам или жидкостям (модель ядра — жидкой капли).

Однако, в противовес этому, в основном правильному и, казалось бы, неуязвимому возражению, можно привести ряд контрвозражений, которые делают модель оболочек не столь неприемлемой. Прежде всего следует указать, что размеры отдельных нуклонов (порядка $4,5 \times 10^{-14}$ см) меньше среднего расстояния между ними (порядка $1,8 \cdot 10^{-13}$ см). Уже одна такая относительная пространственная «свобода» для движений нуклонов в ядре позволяет в принципе думать о том, что они сохраняют там свои индивидуальные свойства. «Поле», действующее внутри ядра на отдельные нуклоны, не имеет такого «гладкого» характера, как в атоме, а вследствие малости радиуса действия ядерных сил испытывает резкие локальные флуктуации потенциала, которые должны были бы

*) Читателю, интересующемуся более строгим обоснованием оболочечной модели, можно рекомендовать ознакомиться, например, с весьма интересной работой Бете (1956); см. также работу Брендоу (1963) и, наконец, книги Мигдала (1965, 1967), где дается строгое обоснование и уточнение модели оболочек. Читателю, интересующемуся деталями применения и обоснования модели ядерных оболочек, можно также порекомендовать ознакомиться с работами: Кэлсон и Левинсон (1964); Педжетт и др. (1965); Вихерс и Бруссард (1965); Хэггинс и Сандерс (1965); Грейнер (1966); Мавроматис и Цанук (1967); Вольтер (1967); Леонарди и Розе (1968).

полностью исключить возможность возникновения нуклонных оболочек, подобных электронным. Однако на помощь модели оболочек приходит принцип Паули (антисимметричность волновых функций системы относительно перестановок координат частиц фермионов, каковыми являются нейтроны и протоны со спином, равным $1/2$), согласно которому в системе не может быть больше одной частицы в данном квантовом состоянии. Поэтому даже в присутствии резко флуктуирующего внутриядерного потенциала, действующего на нуклоны, их движение будет достаточно плавным из-за отсутствия в системе свободных энергетически более низких состояний, в которые они должны были бы перейти при потере энергии во время рассеяния на резких флуктуациях потенциала.

По аналогии с квантовомеханическим описанием состояний электронных оболочек атома можно характеризовать и состояния атомных ядер в рамках оболочечной модели. Например, если допустить, что магнитное спин-орбитальное взаимодействие отдельного нуклона в ядре слабее, чем взаимодействие нуклона с усредненным полем ядра, то схема связи будет рассел-саундерсовская (LS -связь). В этом случае орбитальные моменты нуклонов складываются между собой и образуют результирующий орбитальный момент ядра:

$$L = \sum_k l_k,$$

а спиновые моменты нуклонов образуют результирующий спиновый момент ядра:

$$S = \sum_k s_k.$$

Суммарный момент ядра будет равен сумме этих двух моментов:

$$I = L + S. \quad (3.5)$$

Возможна также и jj -схема связи, когда складываются полные моменты каждого нуклона в результирующий полный момент ядра:

$$I = \sum_k j_k \quad (j_k = l_k + s_k).$$

В отличие от электронных оболочек, спин-орбитальное взаимодействие в ядрах имеет большую относительную величину, поэтому тип jj -связи гораздо ближе в ядрах к истинной связи (во всяком случае в средних и тяжелых

ядрах), чем LS -связь. Поэтому в ядрах ситуация оказывается значительно сложнее, чем в электронной оболочке, именно из-за такого промежуточного *) характера связи (между jj - и LS -схемой).

В случае jj -связи состояние каждого нуклона задается полным моментом и четностью. Поскольку спин нуклона известен, он равен $1/2$, отсюда можно определить и орбитальный момент нуклона: $l = j = \pm 1/2$. Таким образом, в ядре могут реализоваться следующие состояния нуклонов с разными j и l :

$$s_{1/2}, p_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2}, d_{5/2}, f_{7/2}, f_{5/2}, \dots$$

($s, d, \dots$ — четные, а $p, f, \dots$ — нечетные состояния). Нумерация этих состояний (уровней энергии) ведется в соответствии с величиной их энергии. В отличие от электронной оболочки, где указывается главное квантовое число n ($\geq l + 1$) перед символом орбитальных и спиновых характеристик (например, $1s, 2s, \dots, 2p, 3p$ и т. п.), нумерация нуклонных уровней различных орбитальных характеристик всегда начинается с единицы:

$$1s_{1/2}, 2s_{1/2}, 3s_{1/2}, \dots; 1p_{1/2}, 2p_{1/2}, \dots; 1d_{3/2}, 2d_{3/2}, 3d_{3/2} \text{ и т. д.}$$

Естественно, конечно, что недостаточная информация о внутреннем строении ядра не позволяет теоретически предсказать порядок расположения этих уровней. Последний приходится устанавливать с помощью опыта. Модель оболочек может лишь установить некоторые закономерности расположения уровней [см., например, обзор Корсунского (1954)]. А именно, установлено, что с ростом орбитального квантового числа растет и энергия уровня (из-за роста «центробежного» потенциала нуклона). Опыт также показывает, что спин-орбитальная связь такова, что энергия уровня с параллельными спиновым и орбитальными моментами, т. е. с $j = l + 1/2$, всегда меньше, чем у уровня с антипараллельными моментами: $j = l - 1/2$.

Для нас особый интерес представляют правила, связанные с величиной спина основного состояния атомных ядер. Здесь предполагается, что нуклоны замкнутых оболочек выходят из игры и речь идет лишь о нуклонах, находящихся вне этих оболочек. Выше уже отмечалось, что у ядер с четным числом как протонов (Z), так и нейтронов

*) См., например, работу Вибурна (1962), в которой дается расчет для случая промежуточной связи для двух редкоземельных изотопов Pr^{141} и Ho^{165} .

($A - Z$) полный момент ядер равен нулю: $\sum_{j1} j_j = 0$ (и Z , и N оба четны). У ядер с нечетным массовым числом A , у которых нечетно либо число протонов (Z), либо число нейтронов ($N = A - Z$), суммарный момент ядра определяется моментом одной частицы (протона или нейтрона). У ядер с четным A , но одновременно нечетными Z и N , «наружные» нейтроны и протоны имеют одно и то же j и четность, и в суммарный момент ядра от каждой пары протон — нейтрон входит удвоенный момент нуклона. Устойчивых ядер такого типа существует всего четыре: H^2 , Li^6 , B^{10} и N^{14} ; все остальные ядра этой группы являются радиоактивными (см. табл. II в конце книги).

3.2. Расчет магнитных моментов ядер. Диаграммы Шмидта

Модель оболочек также в общем удовлетворительно (в качественном смысле) согласуется с наблюдаемыми значениями магнитных моментов, по крайней мере в случае легких ядер (примерно до $A \lesssim 25$). Нас интересует обычно значение магнитного момента, усредненного по движению нуклонов в ядре, а именно, среднее значение максимальной проекции момента, т. е. величина

$$\mu_j = g_j^{\text{нук}} j \mu_{\text{яд}}, \quad (3.6)$$

где $g_j^{\text{нук}}$ — величина, подобная фактору Ланде для электронной оболочки. Поскольку суммарный момент нуклона складывается из орбитального и спинового: $j = l + s$, то и магнитный момент можно записать в виде:

$$\mu = (g_l^{\text{нук}} l + g_s^{\text{нук}} s) \mu_{\text{яд}}. \quad (3.7)$$

Здесь g_l и g_s — соответственно орбитальное и спиновое магнитомеханические отношения для нуклонов. Учитывая, что спин протона и нейтрона равен $\hbar/2$, а их магнитные моменты даются формулами (3.2) и (3.3), получаем:

	$g_l^{\text{нук}}$	$g_s^{\text{нук}}$
Протоны	1	5,5854
Нейтроны	0	−3,8262

Задача теперь заключается в определении $g_j^{\text{нук}}$ для ядер с нечетным числом протонов и нейтронов через магнитомеханические отношения $g_l^{\text{нук}}$ и $g_s^{\text{нук}}$ и j (или l). Для этой цели умножим (3.7) скалярно на вектор j^* . Легко видеть, что это даст, в силу (3.6):

$$\begin{aligned}\mu j &= g_j^{\text{нук}} j^2 = g_l^{\text{нук}} l j + g_s^{\text{нук}} s j = \\ &= \frac{1}{2} [g_l^{\text{нук}} (j^2 + l^2 - s^2) + g_s^{\text{нук}} (j^2 + s^2 - l^2)]\end{aligned}$$

Заменим теперь квадраты векторов их собственными значениями $j(j+1)$, $l(l+1)$, $s(s+1)$. В результате элементарных преобразований находим (подставляя $s = 1/2$ и $j = l \mp 1/2$):

$$\mu = g_j^{\text{нук}} j = \left(g_l^{\text{нук}} \mp \frac{g_s^{\text{нук}} - g_l^{\text{нук}}}{2l+1} \right) j. \quad (3.8)$$

В итоге находим:

для нечетного нейтрона

$$\mu = -\frac{\mu_n}{j+1} j \quad \left(j = l - \frac{1}{2} \right), \quad (3.9a)$$

$$\mu = +\mu_n \quad \left(j = l + \frac{1}{2} \right); \quad (3.9б)$$

для нечетного протона

$$\mu = \frac{j}{j+1} \left[\left(j + \frac{3}{2} \right) - \mu_p \right] \quad \left(j = l - \frac{1}{2} \right), \quad (3.9в)$$

$$\mu = \left(j - \frac{1}{2} \right) + \mu_p \quad \left(j = l + \frac{1}{2} \right). \quad (3.9г)$$

В табл. 3.2 приведены магнитные моменты по Шмидту для некоторых квантованных состояний протона и нейтрона в ядрах.

На рис. 3.1 и 3.2 нанесены кривые по уравнениям (3.9а—3.9г), так называемые *кривые Шмидта* (1937); там же в виде точек нанесены измеренные магнитные моменты нечетных ядер. На основании этих графиков можно сделать следующие заключения:

1) Все экспериментальные значения магнитных моментов с нечетным A , хотя в подавляющем большинстве и не лежат на кривых Шмидта, но находятся между ними (кроме

*) Ниже мы будем опускать множители $\mu_{\text{яд}}$ и $\hbar$ поскольку магнитные моменты ядер принято измерять в единицах $\mu_{\text{яд}}$, а спин ядра — в единицах $\hbar$.

«Шмидтовские» значения магнитных моментов

Нечетное протонное ядро				Нечетное нейтронное ядро			
$j = l + 1/2$		$j = l - 1/2$		$j = l + 1/2$		$j = l - 1/2$	
Состояние	μ	Состояние	μ	Состояние	μ	Состояние	μ
$s_{1/2}$	+2,793			$s_{1/2}$	-1,913		
$p_{3/2}$	+3,793	$p_{1/2}$	-0,264	$p_{3/2}$	-1,913	$p_{1/2}$	+0,638
$d_{5/2}$	+4,793	$d_{3/2}$	+0,124	$d_{5/2}$	-1,913	$d_{3/2}$	+1,148
$f_{7/2}$	+5,793	$f_{5/2}$	+0,862	$f_{7/2}$	-1,913	$f_{5/2}$	+1,306
$g_{9/2}$	+6,793	$g_{7/2}$	+1,717	$g_{9/2}$	-1,913	$g_{7/2}$	+1,488
$h_{11/2}$	+7,793	$h_{9/2}$	+2,624	$h_{11/2}$	-1,913	$h_{9/2}$	+1,565
$i_{13/2}$	+8,793	$i_{11/2}$	+3,560	$i_{13/2}$	-1,913	$i_{11/2}$	+1,619

четырёх ядер H^3 , He^3 , N^{15} и C^{13} , которые находятся вне этой области).

2) Хотя у многих ядер наблюдаемые магнитные моменты отличаются на величины, заключенные в пределах от $(1/2)\mu_{\text{яд}}$ до $(3/2)\mu_{\text{яд}}$, тем не менее можно довольно неприужденно указать, к какой из шмидтовских линий следует отнести данное ядро, и тем самым определить его четность. Если нанести линии, представляющие собой средние отклонения, то они будут приблизительно параллельны линиям Шмидта.

3) Средние отклонения наблюдаемых моментов от шмидтовских линий для ядер с нечетным числом протонов несколько больше (порядка 20%), чем для ядер с нечетным числом нейтронов.

4) В большинстве случаев магнитные моменты ядер, имеющих всего лишь один-единственный нуклон сверх замкнутой оболочки (кроме ядра Bi^{209} , магнитный момент которого отклоняется от рассчитанного на $1,4\mu_{\text{яд}}$), очень близки к значениям, даваемым кривыми Шмидта.

Отклонения наблюдаемых моментов от линий Шмидта, которые все же весьма значительны, можно понять, если учесть, что определение квантового состояния нуклона в ядре (его волновой функции с квантовыми числами n , l , j) весьма приблизительно в оболочечной модели. Кроме

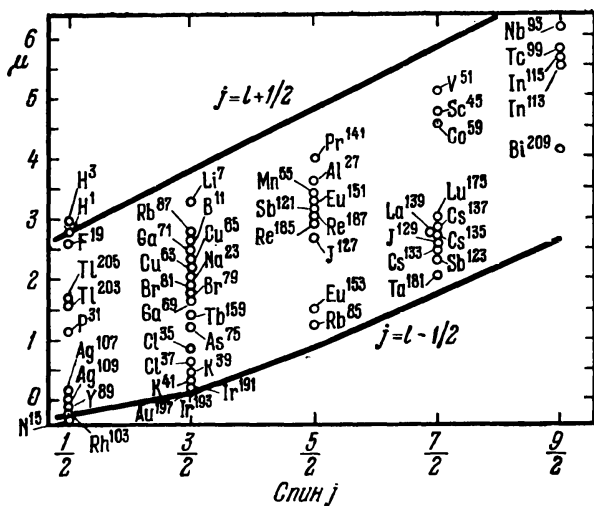


Рис. 3.1. Диаграмма Шмидта (1937) для нечетно-протонных ядер.

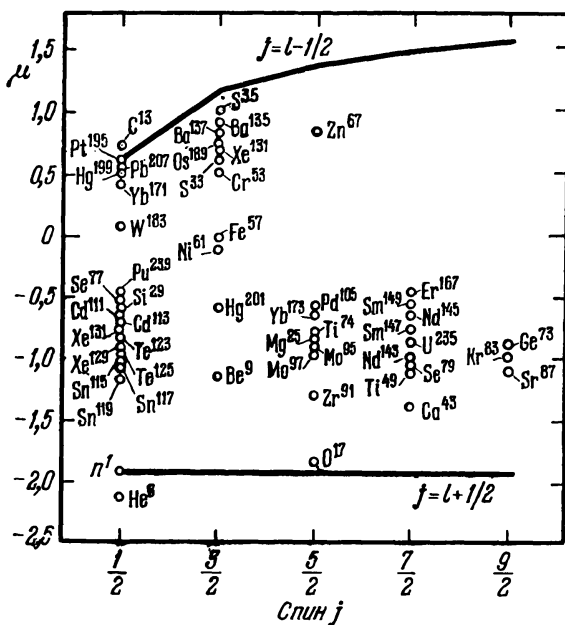


Рис. 3.2. Диаграмма Шмидта (1937) для нечетно-нейтронных ядер.

того, необходимо учесть возможность отличия магнитных моментов свободных нуклонов по (3.2) и (3.3) от их спиновых моментов внутри ядра из-за изменения «обменных» мезонных токов в ядре. Кроме того, на величине моментов может сильно сказаться отклонение от LS - или jj -связей. Существенное влияние может также оказать взаимодействие между нуклонами, находящимися вне заполненных оболочек, а в некоторых случаях для тяжелых ядер на магнитные свойства ядер могут оказать влияние и нуклоны из заполненных оболочек (см. ниже).

Несмотря на свое несовершенство, оболочечная модель атомных ядер в случае легких ядер позволила на основании анализа наблюдаемых значений спинов и магнитных моментов использовать эти данные для определения самих квантовых состояний ядер. Читатель может познакомиться с более полным изложением этого вопроса в цитированных выше источниках [Давыдов (1958); Эллиот и Лейн (1957); Блатт и Вайскопф (1954); Бете и Моррисон (1958); Ландау и Смородинский (1955)].

3.3. *Случай средних и тяжелых ядер*

При переходе от легких ядер к средним и тяжелым следует учитывать, наряду с ядерным взаимодействием между нуклонами, также и кулоновское отталкивание между протонами. Это связано с тем, что хотя кулоновские силы слабее ядерных, но они дальнodelствующиe и их удельный вес растет пропорционально квадрату числа протонов. Таким образом, в тяжелых ядрах появляется зависимость от чисел протонов (Z) и чисел нейтронов ($N = A - Z$) по отдельности.

Весьма интересным фактом, связанным с зависимостью состояния тяжелых ядер от Z и N , явилось открытие так называемых «магических чисел» и соответствующих им «магических ядер», в которых либо число нейтронов, либо число протонов соответствует заполненным оболочкам. В данное время общепризнано, что магическими числами являются числа: 50, 82, 126, 152. Наиболее ярким примером является Pb^{208} — дважды магическое ядро, ибо оно состоит из магического числа нейтронов (126) и протонов (82).

Магические ядра обладают особой устойчивостью. Действительно, если в обычных тяжелых ядрах первый возбужденный энергетический уровень удален от основного

на величину ~ 200 кэв, то в магическом ядре, например в Rb^{208} , этот энергетический интервал равен величине, превышающей 2,5 Мэв, т. е. в 12 раз больше, чем в нормальных ядрах.

Магические ядра, так же как и легкие, обладают сферической симметрией. Однако сферическая форма магических ядер весьма неустойчива, поскольку в ядрах с большим числом протонов кулоновские силы, стремящиеся раздвинуть их электрические заряды, и силы поверхностного натяжения, имеющие тенденцию сохранить сферическую форму, практически уравнивают друг друга. Поэтому малейшее возмущение может привести к изменению сферической формы ядра. Хорошей иллюстрацией неустойчивости тяжелых ядер является развал их, наблюдаемый для ядер урана, тория, плутония и др.

Таким образом, одним из существеннейших отличий в структуре тяжелых ядер от легких является их несферическая, вытянутая форма. Это в свою очередь приводит к появлению вращательных уровней, которых, согласно квантовой механике, нет для систем, обладающих сферической симметрией. В этом смысле тяжелые несферические ядра напоминают несферические молекулы, обладающие ротационными спектрами. Предполагая, ради простоты, что форма тяжелого ядра может имитироваться вытянутым эллипсоидом вращения, следует полагать, что ядро такой формы может вращаться вокруг любой оси, перпендикулярной к оси его симметрии (т. е. оси вращения эллипсоида). В таком ядре момент количества движения отдельного нуклона уже не является интегралом движения; сохраняющейся величиной является лишь величина его проекции на ось симметрии ядра, которая складывается из проекции орбитального и спинового моментов нуклона. Полный момент нуклона в данном случае не имеет смысла.

Таким образом, полный спин вращающегося ядра будет равен

$$I = \Omega n + K, \quad (3.10)$$

где Ω — сумма проекций моментов отдельных нуклонов на ось симметрии ядра, n — единичный вектор вдоль этой оси, K — вращательный момент ядра, перпендикулярный к его оси, т. е. $Kn = 0$. Отсюда следует, что проекция спина ядра на ось симметрии равна $In = \Omega$, т. е. сумме проекций моментов отдельных нуклонов. Из квантовой механики известно, что энергии вращательных уровней

определяются формулой

$$\mathcal{E}_I = -\frac{\hbar^2}{2J} I(I+1),$$

где J' — момент инерции ядра. Следует заметить, что этот момент нельзя отождествлять с моментом инерции твердого тела, поскольку при стремлении эллипсоида вращения к сфере вращательный спектр должен исчезать. Поэтому ядро несферической формы уподобляют не твердому телу, а жидкой капле [модель ядра — жидкой капли — была введена впервые Я. И. Френкелем (1936), Н. Бором (1936), Бором и Калькаром (1937), а также Л. Д. Ландау (1937)]. Поэтому в настоящее время тяжелые ядра описываются в рамках так называемой *обобщенной* или *квазимолекулярной* модели ядра, предложенной О. Бором (1952) [см. также О. Бор и Б. Моттельсон (1953)]. Эта модель соединяет в себе положительные черты как капельной, так и оболочечной модели ядра. Главной ее чертой является учет того обстоятельства, что движение нуклонов, не входящих в замкнутые оболочки, вызывает деформацию последних, которая вносит вклад в характеристики ядра.

Квантовым числом нуклона, движущегося в аксиально-симметричном поле тяжелого ядра, является проекция его орбитального момента на ось эллипсоида λ . Спин нуклона может иметь только две проекции, равные $\pm 1/2$. Поэтому суммарная проекция $\omega = \lambda \pm 1/2$. Состояния с $\lambda = 0, 1, 2, \dots$ обозначаются так же, как в задаче молекулы, соответственно через $\sigma, \pi, \Delta, \dots$. Степень вырождения уровней с данными ω равна двум, т. е. могут быть состояния с $\pm \omega$. В случае центрального поля степень вырождения, как правило, гораздо выше; она определяется мультиплетностью уровня с данным j , т. е. равна $2(2j + 1)$. Поэтому в тяжелых ядрах каждые два протона или два нейтрона образуют замкнутую оболочку [вместо $2(2j + 1)$ нуклонов в легких ядрах].

Таким образом, мы приходим к странному, на первый взгляд, выводу, что тяжелые ядра должны лучше описываться моделью одной частицы (для которой нет пары в ядре), чем легкие ядра. В тяжелых ядрах, в которых имеется один неспаренный протон и один такой же нейтрон, обе эти частицы занимают *разные* уровни (а не одинаковые, как это было в случае легких ядер), и поэтому свойства таких ядер оказываются более сложными по сравнению

с ядрами, имеющими один внешний протон или один внешний нейтрон.

Очевидно, что спины тяжелых ядер совпадают с проекцией полного момента нуклона на ось ядра, проекция же орбитального момента $\lambda = \omega \pm 1/2$.

Магнитные моменты тяжелых ядер складываются из магнитных моментов внешних нуклонов, а также магнитного момента, связанного с вращением аксиально-симметричного ядра. Магнитомеханическое отношение для вращения ядра как целого равно $Ze/2AMc$, где Ze — заряд ядра, а AM — его масса. В единицах $\mu_{\text{яд}}$ магнитомеханическое отношение, очевидно, равно

$$g_K = \frac{Z}{A}. \quad (3.11)$$

Следовательно, полный магнитный момент ядра равен

$$\mu = g_\Omega \Omega n + g_K K, \quad (3.12)$$

где g_Ω — магнитомеханическое отношение для нуклона в аксиально-симметричном поле. Исключая момент K по (3.10), находим:

$$\mu = (g_\Omega - g_K) \Omega n + g_K I. \quad (3.13)$$

Нам нужно определить проекцию магнитного момента на направление спина ядра, которая по определению равна $\mu = \mu_I \cdot I/I$. Отсюда находим:

$$\mu_I = \frac{\mu I}{I+1}. \quad (3.14)$$

Согласно (3.13), для скалярного произведения μI находим:

$$\mu I = (g_\Omega - g_K) \Omega n I + g_K I^2 = (g_\Omega I + g_K) I. \quad (3.15)$$

Здесь использовано уже знакомое нам соотношение $n I = \Omega$, а также тот факт, что в основном состоянии $\Omega = I$. Подставляя (3.15) в (3.14), находим окончательное выражение для магнитного момента тяжелого ядра:

$$\mu_I = (g_\Omega I + g_K) \frac{I}{I+1} \quad (3.16)$$

Здесь можно различать два случая: когда имеется слабое или сильное отклонение от сферической симметрии ядра. В первом случае (слабой связи) можно принять

приближенно, что $g_{\Omega} \approx g_j$ [из (3.8)]. В этом случае (3.16) принимает вид:

$$\mu_I = (g_j I + g_K) \frac{I}{I+1}. \quad (3.16a)$$

Эта формула имеет смысл лишь для $j > 3/2$, поскольку при $j = 1/2$ между нуклоном и поверхностью ядра отсутствует связь и, следовательно, $\mu_I \approx g_j I$, а случай $j = 3/2$ имеет специфические особенности [см. Бор и Моттельсон (1953)].

Рассмотрим в качестве примера случай тяжелых ядер с одним нечетным нуклоном со спином $j = 5/2$ и положительной четностью. Согласно элементарной оболочечной модели, такие ядра должны были бы иметь магнитные моменты $\mu = 4,793$ при нечетном числе протонов и $\mu = -1,913$ при нечетном числе нейтронов. Если же воспользоваться формулой (3.16a) и подставить туда $g_j^{\text{нук}}$ из табл. 3.2 и $g_K \approx Z/A$, то получим совершенно другие значения для магнитных моментов. В табл. 3.3 приведено

Таблица 3.3

Сравнение измеренных магнитных моментов несферических атомных ядер и рассчитанных с учетом их вращения

Ядра с нечетным числом протонов ($I = 5/2$)			Ядра с нечетным числом нейтронов ($I = 5/2$)		
Ядро	Опыт	Теория	Ядро	Опыт	Теория
Al ²⁷	3,641421	3,77	Mg ²⁵	-0,85532	-0,67
Sb ¹²¹	3,35292	3,73	Mo ⁹⁵	-0,93270	-0,81
Cs ¹³¹	3,517	3,73	Pd ¹⁰⁵	-0,57	-0,81
Pr ¹⁴¹	4,09	3,73	Cd ¹¹¹	-0,59499	-0,81
Re ¹⁸⁷	3,17591	3,71			

сравнение этих рассчитанных по формуле (3.16a) моментов с экспериментально наблюдаемыми. Из таблицы видно, что учет вращения несферических ядер существенно улучшает согласие теоретических и опытных значений магнитных моментов.

Для ядер, заметно отличающихся от сферических, приближение $g_{\Omega} \approx g_j$ является слишком грубым, и в этом случае необходимо пользоваться другим приближением

для g_{Ω} , а именно:

$$g_{\Omega} = \frac{1}{\Omega} \langle g_s s_z + g_l l_z \rangle, \quad (3.166)$$

где g_s и g_l — соответственно спиновое и орбитальное магнитомеханические отношения, а s_z и l_z — проекции на ось ядра соответствующих моментов. Естественно, что усреднение правой части (3.166) требует знания волновых функций нуклонов, движущихся в аксиально-симметричном поле ядра.

Интересно отметить, что вероятности дипольных магнитных переходов между ротационными уровнями ядер зависят от $(g_{\Omega} - g_K)^2$. Поэтому, определяя на опыте магнитный момент ядра и интенсивности соответствующих спектральных линий, можно, сделав еще предположение о знаке разности $(g_{\Omega} - g_K)$, определить из опыта по отдельности магнитомеханические отношения g_{Ω} и g_K . В табл. 3.4 приведены некоторые данные, полученные в

Таблица 3.4

Значения гиромагнитных множителей

Ядро	I	μ	$(g_{\Omega} - g_K)^2$	g_{Ω}	g_K	g_j
Ta ¹⁸¹	7/2	2,35	0,202	0,70	0,25	0,49
Au ¹⁹⁷	3/2	0,14349	0,149	-0,001	0,32	0,12
Re ¹⁸⁶	5/2	3,17156	0,17	1,53	0,53	1,99
Re ¹⁸⁷	5/2	3,17591	1,32	1,63	0,52	1,99
Ir ¹⁹³	3/2	0,1568	$4 \cdot 10^{-4}$	0,12	0,10	0,12

работах Хасса и Бьеррегаарда (1953), Хасса и Зупанчика (1953), Стельсона и Мак Гауна (1955), по определению g_{Ω} и g_K [см. также Блин-Стойл (1957) и Давыдов (1958)]. Из этой таблицы ясно видно, что приближение $g_{\Omega} \approx g_K$ здесь совершенно недопустимо. Точно так же, если эти данные считать достаточно точными, то ясно видна грубость приближения для магнитомеханического отношения $g_K \approx Z/A \approx 0,40-0,50$.

Заканчивая рассмотрение теории ядерных магнитных моментов в рамках оболочечной модели и модели ядра-капли, отметим, что делались попытки вычислить поправки к величинам рассчитываемых магнитных моментов, вносимые мезонными обменными токами в ядрах, а также

взаимодействиями, зависящими от скоростей нуклонов. Некоторые результаты и ссылки по этому вопросу на оригинальные работы читатель может найти, например, в § 7.4 обзора Блин-Стойла (1957). См. также интересное исследование по магнитным моментам ядер с нечетными A в работах Боу (1963а, 1963б, 1967). Более последовательная теория ядерных моментов будет изложена ниже в § 5, а также в гл. 4.

§ 4. Магнитные моменты ядер в возбужденных состояниях

В последнее время используется еще один источник информации о ядерных магнитных моментах, а именно, их измерение в атомных ядрах, находящихся в *возбужденных состояниях*. Эта информация весьма ценна, с одной стороны, для выяснения причин расхождения между расчетными и наблюдаемыми значениями ядерных моментов, а с другой стороны — для получения сведений о структуре ротационных и колебательных квантовых состояний ядер, о связи между индивидуальными и коллективными орбитальными движениями нуклонов в ядре и т. п.

Измерения возбужденных ядер представляют большие технические трудности, поскольку приходится иметь дело с короткоживущими изомерами с временами жизни не выше 10^{-11} сек. В качестве методов исследования используют угловую корреляцию последовательного излучения гамма-квантов при воздействии внешнего магнитного поля на ядра-излучатели, измерения эффекта Мёссбауэра, метод атомных пучков и т. п. К настоящему времени получены данные по измерению спина и g -фактора почти у сотни изомеров. Часть этих данных приведена в табл. III в конце книги. Наиболее детальное описание и трактовку этих исследований (до 1962 года) можно найти в обстоятельном обзоре Боденштедта (1962), где имеется подробная библиография; см. также работы дю Бура и Роджерса (1963) и Бочнаки и Огаза (1965). Обращаем внимание на обстоятельный обзор Хрынкевича и Огаза (1966) по магнитным свойствам сильно деформированных атомных ядер, а также на другой обзор Огаза (1964) и обзор Альдера и Стеффена (1964) и монографии Боденштедта и Роджерса (1964), Натана и Нильссона (1965) и Нильссона (1964) и, наконец, обзор Гродзинса (1968).

Имеются также опытные результаты по измерению ядерных магнитных моментов более высокой мультиплетности: октупольных на ядрах Ga^{69} и As^{71} (Дейли и Холлоуей, 1954), In^{115} (Куш и Экк, 1954) и J^{127} (Жакарино и др., 1954). Более подробно об этом см., например, гл. IX в обзоре Блин-Стойла (1957); см. также работу Гриффи и Юу (1965) и Рэнда и др. (1965).

§ 5. Теория ядерных магнитных моментов по Мигдалу

Из диаграмм Шмидта (см. рис. 3.1 и 3.2) видно, что опытные значения магнитных моментов ядер в большинстве случаев заметно отклоняются от шмидтовских линий. Эти отклонения обусловлены остаточными взаимодействиями нуклонов, неучитываемыми в самосогласованном поле одночастичной оболочечной модели. Делались попытки применить для учета этих взаимодействий теорию возмущений [см., например, Арима и Хори (1954а, б); Фрид и Кисслингер (1961); Махо (1965)]. Однако, если при этом не выделен безразмерный параметр малости, то расчет, как правило, может приводить к ошибочным результатам.

В связи с этим весьма важным является последовательный теоретический расчет магнитных моментов атомных ядер, проведенный Мигдалом (1964, 1965, 1967), который еще ранее [Мигдал (1962)] и совместно с Ларкиным [Мигдал и Ларкин (1963)] развил методы теории ферми-жидкости по Ландау (1958) для систем конечных размеров, где взаимодействие между частицами учитывается точно. С помощью квантово-полевых методов [см., например, Абрикосов, Горьков и Дзялошинский (1962)] Мигдал (1964, 1965, 1966) получил перенормированные значения для ядерных магнитных моментов в основном не из-за изменения свойств отдельных нуклонов в ядре, а из-за спин-орбитального взаимодействия между представляющими их движение фермиевскими квазичастицами. Не имея возможности подробно останавливаться на изложении сложного математического аппарата этой теории, дадим краткое наглядное изложение ее физического содержания и сравнение ее результатов с опытом.

Как уже отмечалось выше, магнитное взаимодействие электронной оболочки атома с его ядром приводит к расщеплению линий сверхтонкой структуры (СТС) в оптических спектрах. Энергетические интервалы этого

расщепления равны

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{стс}} = -\mu^{(\text{яд})} B_{\text{эл}},$$

где $B_{\text{эл}}$ — эффективная магнитная индукция, создаваемая на ядре «внешним» магнитным полем H_0 электронной оболочки. Зная из опыта $\Delta \mathcal{E}_{\text{стс}}$ и найдя $B_{\text{эл}}$, можно определить и магнитный момент $\mu^{(\text{яд})}$. В общем случае связь между $B_{\text{эл}}$ и H_0 дается тензором магнитной проницаемости $\tau_{\alpha\beta}(r)$:

$$B_{\alpha}(r) = \sum_{\beta} \tau_{\alpha\beta}(r) H_{0\beta} \quad (\alpha, \beta = x, y, z). \quad (3.17)$$

В рамках модели ядерных оболочек переход от четно-четного ядра с замкнутыми нейтронными и протонными слоями к соседнему нечетному ядру описывается добавлением одной квазичастицы в одночастичное состояние κ . Изменение магнитной энергии при этом переходе равно интегралу от произведения изменения потенциальной энергии одной квазичастицы в точке r , равного $-\mu_0 B(r)$ (μ_0 — магнитный момент квазичастицы), на вероятность нахождения ее в этой точке, равную квадрату модуля волновой функции $\varphi_{\kappa}(r)$ в состоянии κ :

$$-\mu^{(\text{яд})} H_0 = -\mu_0 \sum_{\kappa} \int B(r) |\varphi_{\kappa}(r)|^2 \delta n_{\kappa} dr, \quad (3.18)$$

где δn_{κ} — изменение чисел заполнения квазичастиц в состоянии κ ($\sum_{\kappa} \delta n_{\kappa} = n$, где n — полное число нуклонов, добавляемых к ядру).

Из формул (3.17) и (3.18) видно, что определение магнитных моментов ядер сводится к определению проницаемости $\tau_{\alpha\beta}(r)$ и изменения чисел заполнения. Последняя задача решается очень просто. Если к ядру добавляется один нуклон сверх замкнутой оболочки в состоянии κ , то $\delta n_{\kappa} = 0$ для $\kappa \neq \kappa_0$ и $\delta n_{\kappa_0} = 1$.

Тензор $\tau_{\alpha\beta}(r)$ приходится определять, решая очень сложные уравнения [см. уравнение (34) в работе Мигдала (1964)] *). С их помощью удалось вычислить спиновые и орбитальные части магнитного момента сферических слабо и сильно деформированных ядер. Существенно, что в уравнение для эффективного поля входят лишь константы

*) Мы не имеем возможности вдаваться в детали этого сложного расчета и поэтому отсылаем читателя к оригинальной работе Мигдала (1964) и к его монографии (Мигдал, 1965).

g^{nn} , g^{pp} и g^{np} , ответственные за спин-орбитальное взаимодействие между нуклонами ($n - n$, $p - p$ и $n - p$) в ядре. Выбирая эти параметры так, чтобы получить хорошее согласие между вычисленными и измеренными моментами каких-либо двух ядер, удастся вычислить моменты всех других ядер. Если пренебречь взаимодействием

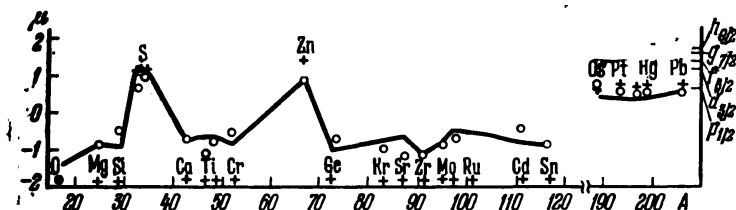


Рис. 3.3. Магнитные моменты сферических ядер (с нечетным нейтроном), вычисленные по теории Мигдала (1964) (сплошная кривая); кружки — экспериментальные значения; крестики — значения по кривым Шмидта (см. рис. 3.2).

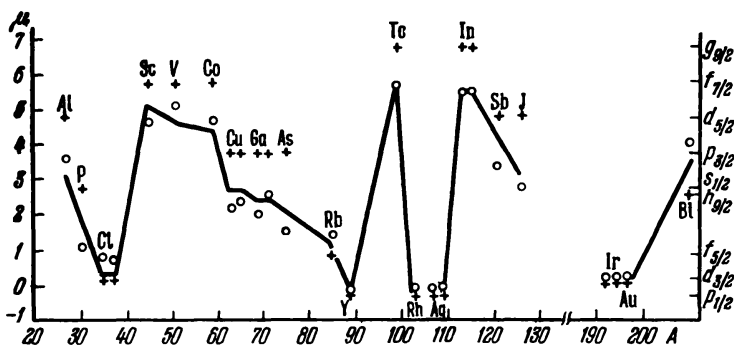


Рис. 3.4. Магнитные моменты сферических ядер (с нечетным протоном), вычисленные по теории Мигдала (1964) (сплошная кривая); кружки — экспериментальные значения; крестики — значения по кривым Шмидта (см. рис. 3.1).

между нуклонами (это соответствует проницаемости $\tau_{\alpha\beta} \equiv 1$), то различие между теорией и опытом сильно возрастает (см. рис. 3.1 и 3.2).

Расчет, например, для сферических ядер, проведенный Троицким и Ходелем (1965) с использованием теоретического выражения для $\tau_{\alpha\beta}(r)$ (при $g^{nn} \sim g^{pp} \sim 1$ и $g^{np} \sim 0$), хорошо согласуется с опытом, как это видно из рис. 3.3, 3.4 и табл. 3.5. Кроме того, для суммы магнитных

Сравнение магнитных моментов сферических ядер, рассчитанных по Мигдалу (1964) ($\mu_{\text{теор}}$), с опытными значениями ($\mu_{\text{опыт}}$) и значениями, рассчитанными по Шмидту (1937) (μ_s)

Ядро	Состояние	$\mu_{\text{опыт}}$	$\mu_{\text{теор}}$	μ_s	Ядро	Состояние	$\mu_{\text{опыт}}$	$\mu_{\text{теор}}$	μ_s
S^{33}	$d_{3/2}$	0,64	0,80	1,14	Zn^{67}	$f_{7/2}$	0,88	0,90	1,36
S^{35}	»	1,00	1,05	1,14	Rb^{85}	»	1,35	1,40	0,86
Cl^{37}	»	0,68	0,65	0,12	Rb^{87}	$p_{3/2}$	2,75	2,70	3,8
K^{39}	»	0,31	0,30	0,12	Zr^{91}	$d_{5/2}$	-1,30	-1,45	-1,91
Ca^{41}	$f_{7/2}$	-1,59	-1,71	-1,91	Mo^{95}	»	-0,93	-1,20	-1,91
Ca^{43}	»	-1,31	-1,35	-1,91	Mo^{97}	»	-0,95	-1,00	-1,91
Sc^{45}	»	4,75	4,85	5,1	Ba^{135}	$d_{3/2}$	0,84	0,85	1,14
Ti^{47}	$f_{5/2}$	-0,75	-0,75	-1,36	Ba^{137}	»	0,93	0,95	1,14
Ti^{49}	$f_{7/2}$	-1,10	-1,10	-1,91	Nd^{143}	$f_{7/2}$	-1,00	-1,05	-1,91
V^{51}	»	5,15	5,25	5,8	Hg^{201}	$p_{3/2}$	-0,61	-0,70	-1,91
Mn^{55}	$f_{5/2}$	3,47	3,00	4,14	Te^{208}	$s_{1/2}$	1,62	1,85	2,73
Mn^{57}	$f_{7/2}$	5,05	5,10	5,8	Bi^{209}	$h_{9/2}$	4,08	3,40	2,62
Co^{57}	»	4,65	4,95	5,8					

моментов нейтрона и протона в одинаковом одночастичном состоянии теория дает простое решение, хорошо согласующееся со средним значением магнитных моментов сферических ядер.

§ 6. Экспериментальные методы определения спина и магнитного момента нуклонов и ядер

Обратимся теперь к *экспериментальным методам* определения спина и магнитного момента нуклонов и ядер. Эти методы можно разбить на два класса: 1) методы, в основе которых используется взаимодействие ядерных моментов с внутренними атомными или молекулярными полями, и 2) методы, в которых используется взаимодействие с приложенными внешними магнитными полями. Естественно, что использование методов первой группы предполагает знание внутренних полей для возможности измерения ядерных моментов и, следовательно, точность в определении моментов лимитируется точностью, с которой известны величины этих внутренних полей. Последняя не всегда бывает достаточно высокой. Более точными

являются методы, в которых используются внешние магнитные поля.

Можно указать следующие конкретные методы, получившие достаточно большое распространение в качестве способов экспериментального определения ядерных спинов и их магнитных дипольных моментов.

I. Изучение сверхтонкой структуры (СТС) линий атомных спектров.

II. Изучение полосатых вращательных спектров двухатомных молекул с одинаковыми ядрами (например, H_2).

III. Исследования с помощью магнитного радиочастотного метода.

IV. Исследования ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

V. Исследования ядерной резонансной индукции.

VI. Исследования электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

VII. Исследования с помощью методов атомных и молекулярных пучков: нерезонансные и резонансные типы этих методов, особый случай резонансного метода для нейтронных пучков.

VIII. Методы определения магнитных моментов возбужденных ядер.

IX. Использование методов ориентированных ядер.

X. Использование радиоактивных излучений атомных ядер.

Ниже мы остановимся на кратком описании некоторых из этих методов. Более детальное описание различных методов можно найти в ряде специальных монографий: Копфермана (1960), Дорфмана (1948), Фриша (1939, 1948), Горди и др. (1955), Таунса и Шавлова (1959), Эндрью (1957), Леше (1963), Рамзея (1953, 1960), Смайта (1957).

6.1. Определение ядерных моментов по сверхтонкой структуре линий атомных спектров

Прежде всего следует указать на явление сверхтонкого строения (структуры) спектральных линий (СТС) атомных спектров, обнаруженное впервые русскими физиками Добрецовым и Терениным (1928) и немецким физиком Шюлером (1930). Они показали, что отдельные линии даже в тонкой структуре спектра (см. гл. 2) в действительности представляют собой совокупность нескольких различных

линий с весьма близкими значениями частот. Исследованный этими учеными дублет натрия (*D*-линии) имеет расстояние между двумя линиями тонкой структуры $\approx 6 \text{ \AA}$ (по шкале длин волн), а расстояния между отдельными линиями сверхтонкого расщепления составляют $0,0021 \text{ \AA}$ для линии с $\lambda \approx 5890 \text{ \AA}$ и $0,023 \text{ \AA}$ для линии с $\lambda \approx 5896 \text{ \AA}$, т. е. величины в сотни и тысячи раз меньшие, чем $6 \text{ \AA}$. (см. рис. 2.8).

Дальнейшее изучение показало [см., например, Фриш (1939, 1948)], что можно различать два типа сверхтонкой структуры. В первом случае все линии спектра имеют одинаковое число компонент. Причиной появления сверхтонкой структуры здесь является наличие двух или более устойчивых изотопов данного элемента*), ибо различие масс ядер изотопов слегка изменяет энергии стационарных состояний электронной оболочки атомов.

Второй тип СТС характеризуется наличием разного числа компонент у различных линий спектра, что не может быть объяснено изотопическим смещением, тем более, что этот тип сверхтонкой структуры наблюдается и в спектрах атомов, обладающих всего лишь одним устойчивым изотопом (например, в случае элемента Bi). Эта разновидность СТС может быть объяснена, лишь если учесть существование ядерного спина и соответствующего ему ядерного магнитного момента, благодаря взаимодействию которого с магнитными моментами электронной оболочки и происходит расщепление энергетических уровней атомной оболочки. Таким образом, формула (2.17) для полного механического момента атома должна быть уточнена, поскольку полный момент количества движения атома F будет равен сумме полного момента электронной оболочки J и результирующего момента ядра I :

$$F = J + I. \quad (3.19)$$

Согласно правилам пространственного квантования, полное квантовое число механического момента атома F принимает следующие возможные значения:

$$F = J + I, \quad J + I - 1, \dots, |J - I|. \quad (3.20)$$

*) По такому «изотопическому» смещению всех линий бальмеровской серии в спектре водорода был открыт тяжелый изотоп водорода — дейтерий [см., например, монографию Конфермана (1960)].

Из (3.20) следует, что энергетические уровни электронов расщепляются на $2J + 1$ (если $I > J$) или на $2I + 1$ (если $J > I$) подуровней (мультиплет) с несколько различной энергией, чем и обусловлена сверхтонкая структура.

На рис. 3.5 приведены две векторные модели сложения механических и магнитных моментов электронной оболочки и ядра атома для случаев: а) когда электронная оболочка имеет орбитальный и спиновый моменты,

б) когда электронная оболочка имеет только спиновый момент (s -состояние с $L = 0$). Из рисунка видно, что в силу гиромангнитной аномалии спина результирующий магнитный момент атома μ_F не параллелен его результирующему механическому моменту F , около которого он совершает прецессию. При

данных значениях угловых квантовых чисел электронной оболочки J и ядра I угловое квантовое число F всего атома, по (3.20), имеет ряд возможных значений, каждому из которых соответствует свое значение энергии. Можно сказать, что электронная оболочка создает в центре ядра эффективное магнитное поле $H_{эл}$ (поле СТС), параллельное вектору J . Поэтому энергия взаимодействия ядерного магнитного момента μ_I с этим полем равна

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{СТС}} = \mu_I H_{эл} \cos(I, \hat{J}),$$

где

$$\cos(I, \hat{J}) = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}},$$

$$\mu_I = g_I \sqrt{I(I+1)} \mu_{\text{яд}}.$$

Таким образом,

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{СТС}} = \frac{\mu_{\text{яд}} H_{эл} g_I}{2\sqrt{J(J+1)}} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \quad (3.21)$$

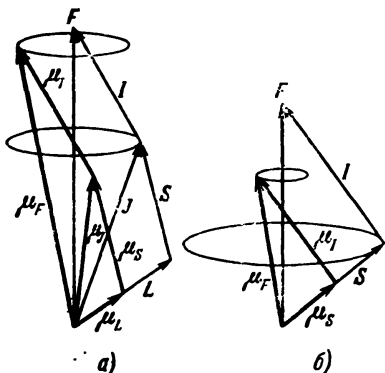


Рис. 3.5. Векторная модель атома с учетом ядерного момента. а) Случай электронной оболочки с отличными от нуля орбитальными (L) и спиновыми (S) моментами. б) Случай электронной оболочки в s -состоянии ($L = 0$). Масштаб для μ_I увеличен примерно в 10^3 раз.

где F определяется при заданных I и J рядом значений (3.20).

Разность энергий (3.21) при данных квантовых числах I и J даст величину расщепления сверхтонкой структуры. При этом легко видеть, что отношение расстояний между рядом подуровней СТС, характеризующихся значениями квантовых чисел $F, F + 1, F + 2, \dots$, будет зависеть лишь от квантового числа F , а именно, эти отношения равны $(F + 1) : (F + 2) : (F + 3) : \dots$, как вытекает из (3.21). То же самое имеет место и для отношений этих интервалов, выраженных через волновые числа (или частоты) компонент СТС, т. е.

$$\Delta\nu_1 : \Delta\nu_2 : \Delta\nu_3 : \dots = (F + 1) : (F + 2) : (F + 3) : \dots$$

Помимо этого правила интервалов можно получить также и правило интенсивностей, которое дает величину отношений интенсивностей различных компонент СТС в зависимости от квантового числа F . С помощью этих двух правил можно на основании опытных спектроскопических данных определить величину *спинового* квантового числа ядра I [см. Фриш (1939, 1948)].

Однако этого недостаточно для определения фактора Ланде или самих магнитных моментов ядер. Для этой цели необходимо использовать явление Зеемана, т. е. исследовать расщепление компонент СТС спектральных линий во внешних магнитных полях. Здесь, так же как и в случае электронной оболочки, следует различать два крайних случая — слабых и сильных полей.

а) Слабое поле. Слабыми магнитными полями следует считать такие поля, при наложении которых векторы механических моментов ядра I и электронной оболочки J еще сильно связаны. Поэтому их сумма F ведет себя как целое во внешнем магнитном поле. Квантовые числа для проекций вектора F на направление поля равны при этом

$$m_F = F, F - 1, \dots, -F + 1, -F. \quad (3.22)$$

Возможные переходы между уровнями определяются правилами отбора (для дипольного электрического излучения):

$$\Delta m_F = 0, \pm 1. \quad (3.23)$$

На рис. 3.6 в качестве примера приведено расщепление сверхтонкой структуры $^2S_{1/2}$ -терма (т. е. уровня с $L = 0$,

$S = 1/2$) в слабом магнитном поле, причем принято, что $I = 3/2$. Из шести возможных σ -компонент (см. гл. 2), отвечающих переходам с $\Delta m_F = \pm 1$, фактически наблюдаются четыре, так как переходы $1 \rightarrow 0$, $0 \rightarrow 1$ и $0 \rightarrow -1$, $-1 \rightarrow 0$ попарно сливаются в одну линию (на рис. 3.6, б показано, что эти линии имеют удвоенную интенсивность). Переходам с $\Delta m_F = 0$ соответствуют три π -компоненты СТС.

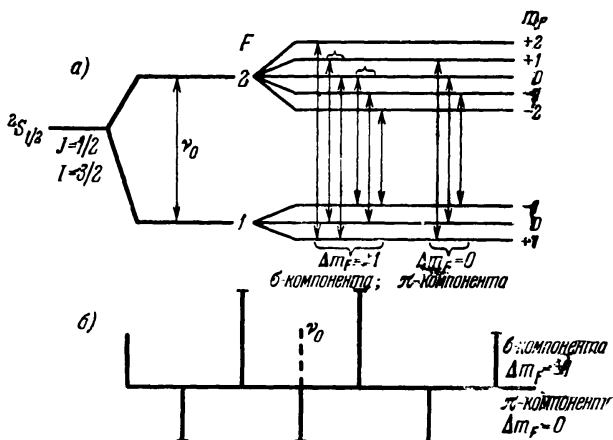


Рис. 3.6. СТС-расщепление термина $^2S_{1/2}$ в слабом магнитном поле при $I = 3/2$. а) Схема уровней и переходов. б) Интенсивности и расположение зеемановских π - и σ -компонент.

Изменение энергии уровня с квантовым числом F во внешнем магнитном поле H , по аналогии с (2.30), равно

$$\Delta \mathcal{E}_H = m_F g_F \mu_B H. \quad (3.24)$$

Значение фактора Ланде g_F всего атома можно выразить через факторы Ланде оболочки g_J и ядра g_I . Действительно, магнитный момент всего атома $\sqrt{F(F+1)} g_F \mu_B$ складывается из магнитного момента оболочки $\sqrt{J(J+1)} g_J \mu_B$ и магнитного момента ядра $\sqrt{I(I+1)} g_I \mu_B / 1836,109$ [см. (3.1)], т. е.

$$\sqrt{F(F+1)} g_F \mu_B = \left[\sqrt{J(J+1)} g_J \cos(\hat{J}, \hat{F}) + \sqrt{I(I+1)} g_I \cos(\hat{I}, \hat{F}) \frac{1}{1836,109} \right] \mu_B.$$

Заменяя $\cos(\hat{\mathbf{J}}, \hat{\mathbf{F}})$ и $\cos(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{F}})$, по аналогии с (2.19а), их квантовомеханическими значениями, находим:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} + \\ + \frac{g_I}{1836,109} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}. \quad (3.25)$$

Если в (3.25) пренебречь вторым членом правой части из-за малого множителя $1/1836,109$, то в частном случае рассматриваемого уровня $^2S_{1/2}$ имеем:

$$g_{F=I+1/2} = \frac{g_J}{2I+1}, \quad g_{F=I-1/2} = -\frac{g_J}{2I+1}. \quad (3.26)$$

Таким образом, величины расщепления (3.24) обоих уровней СТС в этом приближении одинаковы, а расположение их зеемановских подуровней обратно квантовым числам m_F в силу различия знаков в (3.26) для $F=2$ и $F=1$. Следовательно, измерение $\nu_H = \Delta\mathcal{E}_H/h$ дает возможность определить величину ядерного момента I .

Вся структура расщепления располагается симметрично относительно частоты компоненты СТС ν_0 при $H=0$ (см. рис. 3.6, б). Число π - и σ -компонент однозначно дает величину *спинового квантового числа ядра*. Например, при $I=1$ имеются три σ -компоненты ($\Delta m_F = \pm 1$) и две π -компоненты ($\Delta m_F = 0$).

б) *Сильное поле*. Сильным полем мы опять назовем (см. гл. 2) такое поле, при котором связь между векторами $\mathbf{I}$ и $\mathbf{J}$ нарушена. Оба эти вектора прецессируют независимо друг от друга вокруг направления магнитного поля $\mathbf{H}$. В этом случае, вместо одного общего квантового числа m_F , появляются два отдельных квантовых числа m_I и m_J , и уже не имеет смысла говорить о подуровнях СТС, определяемых данными значениями F (см. рис. 3.6, а) и об их расщеплении. Поэтому энергию зеемановских уровней следует отсчитывать не от уровней исходной сверхтонкой структуры, а от энергетического центра тяжести $\mathcal{E}_s$ всей системы мультиплета. Таким образом, для каждого из зеемановских уровней (при данных значениях I и J) имеем:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_s + g_J m_J \mu_B H + g_I m_I \frac{\mu_B}{1836,109} H + A m_I m_J. \quad (3.27)$$

Второй член правой части (3.27) является энергией магнитного момента оболочки, а третий — энергией магнитного момента ядра во внешнем поле.

Хотя в случае сильных полей «жесткая» связь векторов $\mathbf{I}$ и $\mathbf{J}$ полностью «разорвана» и они прецессируют вокруг направления поля независимо, тем не менее между ядром и оболочкой имеет место магнитное взаимодействие, которое определяется средним значением косинуса угла между векторами $\mathbf{I}$ и $\mathbf{J}$:

$$[I(I+1)J(J+1)]^{1/2} \cos(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{J}}) = \\ = [I(I+1)J(J+1)]^{1/2} \cos(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{H}}) \cos(\hat{\mathbf{J}}, \hat{\mathbf{H}}) = m_I m_J.$$

Это и учитывается последним членом формулы (3.27),

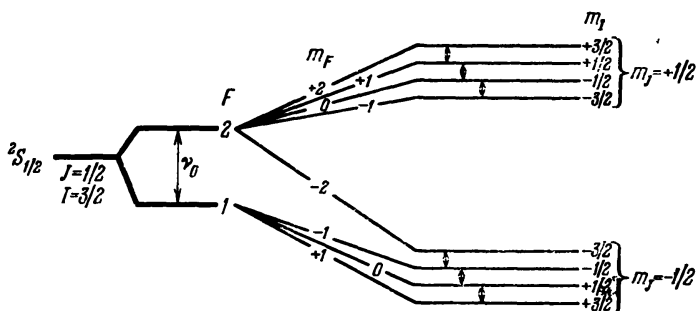


Рис. 3.7. СТС-расщепление терма $^2S_{1/2}$ в сильном магнитном поле ($I = 3/2$) и переходы с $\Delta m_I = \pm 1$ и $\Delta m_J = 0$.

который дает среднюю энергию взаимодействия между ядром и оболочкой.

Коэффициент A зависит от квантовых чисел I и J и в частном случае $^2S_{1/2}$ -состояния имеет вид: $A = \frac{h\nu_0}{I+1/2}$, где ν_0 — частота перехода между уровнями СТС (см. рис. 3.6).

На рис. 3.7 приведена схема расщепления энергетических уровней того же терма $^2S_{1/2}$ в сильном поле при $I = 3/2$. Правила отбора в данном случае гласят: $\Delta m_I = \pm 1$, $\Delta m_J = 0$ или $\Delta m_I = 0$, $\Delta m_J = \pm 1$. Как будет видно в дальнейшем, для определения магнитных моментов ядер используют переходы, соответствующие первой группе правил отбора и изображенные на рис. 3.7.

Формула (3.27) для $\Delta m_J = 0$ дает следующие значения зеемановских частот:

$$\nu = \frac{\nu_0}{I + 1/2} m_J \Delta m_I + \frac{\mu_B}{1836,109} \frac{H g_I \Delta m_I}{h}. \quad (3.28)$$

При $\Delta m_I = \pm 1$ и $m_J = \pm 1/2$ имеем:

$$\nu = \frac{\nu_0}{2I + 1} \pm \frac{\mu_B}{1836,109} \frac{H g_I}{h}. \quad (3.29)$$

В противоположность слабому полю здесь существенную роль играет и член взаимодействия между ядерным моментом и внешним полем. Например, при $H \sim 6000$ эрстед и $g_I = 2$ второй член в (3.29) равен $\sim 1 \cdot 10^7$ сек $^{-1}$, а первый при $I = 3/2$ равен примерно $20 \cdot 10^7$ сек $^{-1}$.

Из (3.29) видно, что частоты переходов с $\Delta m_J = 0$, $\Delta m_I = \pm 1$ в сильных полях стремятся к двум значениям, отличающимся на величину $2\mu_B g_I H / 1836,109 h$, откуда и можно определить искомую величину g_I . Среднее арифметическое частот (3.29) дает значение $\nu_0 / (2I + 1)$, и следовательно, при известной величине частоты ν_0 компоненты СТС (без магнитного поля) можно определить *спиновое квантовое число I ядра*.

в) *Среднее поле*. Теория дает возможность получить формулы и для промежуточного случая средних полей, что является очень существенным для интерпретации экспериментальных результатов.

Наиболее простой случай СТС имеет место для атома, у которого электронная оболочка вообще не имеет никакого механического и магнитного момента (уровень 1S_0). При этом весь магнетизм атома определяется небольшим магнитным эффектом ядра. Во внешнем магнитном поле уровень 1S_0 расщепляется на $2I + 1$ подуровней, равноотстоящих друг от друга. Величина этого расщепления при любых значениях внешнего магнитного поля H определяется энергией

$$\Delta \mathcal{E} = \mu_I H \cos(\hat{I}, \hat{H}) = \frac{\mu_I H m_I}{[I(I+1)]^{1/2}}. \quad (3.30)$$

Правила отбора в данном случае гласят: $\Delta m_I = \pm 1$, и, следовательно, частота перехода между уровнями мультиплета СТС равна

$$\nu_H = \frac{\mu_I H}{h \sqrt{I(I+1)}} = \frac{g_I H}{h} \mu_{\text{яд}}. \quad (3.31)$$

Величина ν_H , согласно (3.31), при $g \sim 2$ и $H = 1000$ эрстед имеет порядок 10^6 сек^{-1} , и соответствующая длина волны $\lambda \approx 10^2 \text{ м}$. Эта частота по классической терминологии является просто ларморовской частотой ядерного спина и лежит в области радиочастот.

Таким образом, измерение частоты (3.31) дает возможность определить g -фактор ядра. К сожалению, таких простых случаев мало. А если они имеют место, то главным образом для изотопов с четным атомным номером и четным значением массового числа, у которых отсутствует спин и магнитный момент ядра (см., например, табл. II).

6.2. Определение ядерных моментов из вращательных спектров двухатомных молекул

Ядерные спины некоторых ядер можно определить из наблюдений относительных интенсивностей спектральных линий во вращательных спектрах двухатомных молекул с одинаковыми ядрами (H_2 , N_2 , O_2 и т. д.). В таких молекулах вероятность осуществления того или иного квантового вращательного состояния молекулы будет определяться спином ядра. Поэтому от спина ядра будет зависеть чередование интенсивностей линий во вращательном спектре молекулы. Измеряя отношение интенсивностей последовательных линий, можно определить и спин ядра молекулы. При $I \neq 0$ отношение интенсивностей соседних линий в спектре пропорционально [см., например, монографию Дорфмана (1948)] сумме $I + \frac{1}{I}$. При $I = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2$ и $\frac{5}{2}$ этот двучлен принимает значения соответственно 3; 2; 1,67; 1,5 и 1,4. Следовательно, можно ожидать, что этот метод может точно определить спин $I = 0$ (когда нет эффекта), а также спины $I = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}$, но не больше, поскольку при $I = \frac{3}{2}$ точность измерений оказывается небольшой. Недостатком этого метода, кроме того, является то, что он не способен определять магнитные моменты (или факторы Ланде).

6.3. Метод отклонения молекулярных пучков и магнитно-резонансный метод

Перейдем теперь к рассмотрению других важнейших экспериментальных методов по определению ядерных спинов и магнитных моментов. Вначале экспериментальные

способы определения ядерных магнитных моментов развивались в направлении усовершенствования методики отклонения молекулярных пучков в неоднородном магнитном поле [см., например, Копферман (1960), Келлог и Миллман (1948); подробное критическое описание этих методов имеется в книге Дорфмана (1948)]. Однако настоящий прогресс в этом вопросе был достигнут лишь с развитием так называемого *магнитного резонансного метода*.

Эйнштейн и Эренфест (1922) указали, что изменение ориентации магнитных моментов атомов под действием магнитного поля должно сопровождаться излучением электромагнитных волн с частотами порядка радиочастот [см. также Дорфман (19476)]. На основе этих соображений Дорфман (1923) предсказал «фотомагнитный» эффект, который заключается в изменении магнитного состояния парамагнетиков или ферромагнетиков под действием радиочастотного облучения. Дорфман (1923) указал также, что открытое и подробно изученное Аркадьевым (1913) и его школой селективное поглощение радиоволн в ферромагнетиках, по крайней мере частично, может быть объяснено фотомагнитным эффектом [см. также Аркадьев (1924)].

Майорана (1932) и затем Гортер (1936) теоретически рассмотрели вопрос о влиянии радиочастотных магнитных полей на атомы, находящиеся в магнитном поле. Идея, впервые высказанная Дорфманом (1923), об использовании радиочастотных полей для измерения магнитных моментов атомов в атомных пучках получила свое реальное осуществление в известных работах Раби (1937) [см., например, обзор Келлога и Миллмана (1948)]. Позднее дальнейшее развитие этого метода дало возможность определять ядерные моменты не только в молекулярных пучках, но и в конденсированной фазе вещества [см. Завойский (1947); Дорфман (19476); Парселл и др. (1946); Блох и др. (1946а, б); Блох (1946)].

Магнитный резонансный метод сводится к осуществлению резонанса между частотой прецессии ядерного магнитного момента вокруг направления постоянного магнитного поля и частотой наложенного одновременно радиочастотного магнитного поля. При этом непосредственно исследуются переходы атома между уровнями сверхтонкой структуры данного мультиплета, а не переходы между уровнями СТС разных мультиплетов,

которые наблюдаются при обычном спектроскопическом исследовании.

Как известно, длины волн, соответствующие переходам между зеемановскими уровнями СТС одного мультиплета, лежат в интервале $1-10^4$ см [см., например, (3.31)]. Это излучение носит характер магнитного дипольного излучения. Идея Раби (1937) заключается в том, чтобы наблюдать это излучение не в «естественном» состоянии, когда его интенсивность исчезающе мала (из-за малой вероятности магнитного дипольного излучения), а когда оно искусственно вызывается внешним переменным магнитным полем, частота которого подбирается в резонанс с частотой переходов между зеемановскими уровнями СТС. В простейшем случае частота прецессии ядерного момента вокруг направления внешнего магнитного поля определяется формулой (3.30). Определяя ее по наблюдаемому на опыте резонансу, находят значение ядерного фактора Ланде g_I .

Для обоснования этого метода имеет большое значение решение вопроса о том, что произойдет с уже пространственно проквантованным пучком, если его вновь пропустить через другое магнитное поле. Будет ли иметь место пространственное «переквантование» или атомы по-прежнему будут лишь совершать прецессию около направления поля, сохраняя свое прежнее состояние? Этот вопрос был разобран рядом исследователей [Раби (1937); Швингер (1937); Блох и Раби (1945)], которые показали, что если переход из одного поля в другое совершается адиабатически, то атомы, прецессирующие в первом поле, будут также прецессировать и во втором. Однако в случае неадиабатического способа перехода, т. е. когда время, в течение которого поле меняет направление, того же порядка или меньше, чем период ларморовской прецессии, будет происходить переориентация некоторого числа атомов.

Результаты всех опытов с применением магнитного резонансного метода подтверждают этот вывод. В настоящее время разработан ряд опытных методов по исследованию радиочастотных магнитных спектров атомных ядер.

Особенно широкое применение получил метод с использованием молекулярных пучков. На рис. 3.8 показана принципиальная схема экспериментальной установки для определения g_I по методу магнитного резонанса в молекулярных пучках. Выделяемый с помощью диафрагм узкий

пучок молекул или атомов, вылетающих из печи O , находящейся при постоянной температуре, проходит между полюсами магнита A и попадает в пространство между магнитами A и B ; там имеется еще одна диафрагма с щелью S , а за межполюсным пространством магнита B находится приемник D (фотопластинка, ионизационная

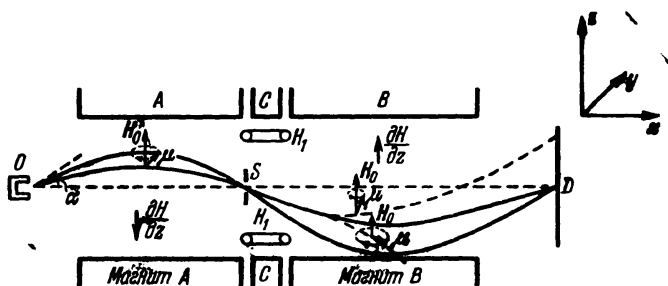


Рис. 3.8. Принципиальная схема установки для определения ядерных магнитных моментов по методу магнитного резонанса.

камера и т. п.). Отверстие печи O , щель S и приемник D находятся на одной прямой, которая совпадает с направлением пучка в отсутствие отклоняющего магнитного поля.

Магниты A и B создают резко неоднородные вдоль оси z магнитные поля ($\partial H/\partial z \neq 0$) до 10^5 эрстед/см. Поля эти направлены параллельно друг другу, а их градиенты — антипараллельно, как показано на рис. 3.8 стрелками. Молекулы с отличным от нуля магнитным моментом будут отклоняться по направлению градиента поля, если проекция момента на ось z положительна ($\mu_z > 0$), и против градиента, если проекция момента на эту ось отрицательна ($\mu_z < 0$). Молекулы, которые покидают печь O вдоль направления OSD (с углом $\alpha = 0$), если их момент не исчезающе мал и скорость v не слишком велика, будут отклоняться от линии OSD в ту или иную сторону и не попадут в щель S . Однако молекулы, которые вылетают из печи под другими углами к линии OSD ($\alpha \neq 0$), могут в результате отклонения в неоднородном магнитном поле попасть как раз в щель S . Вообще для молекулы с данными μ_z и v можно найти начальное значение угла α_0 , при котором молекула пройдет через щель S (см. рис. 3.8).

Согласно (1.4), сила, отклоняющая молекулы в неоднородном поле, пропорциональна $\mu_z (\partial H/\partial z)$. Пучок мо-

лекул, отклоненных от своего первоначального направления полем магнита A и прошедших сквозь щель S , не попал бы в отсутствие магнита B на приемник D , а сместился бы относительно него на расстояние

$$d_A = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_A \frac{\beta_A}{2Mv^2},$$

где M — масса молекулы, а β_A — множитель, зависящий от геометрии аппаратуры. В силу того, что градиент поля магнита B антипараллелен градиенту поля магнита A , молекулярный пучок испытывает в поле магнита B отклонение в сторону, обратную отклонению в поле магнита A . Если при переходе молекулы из поля магнита A в поле магнита B проекция момента μ_z не изменяется, то смещение пучка относительно приемника, вызванное полем магнита B , будет равно

$$d_B = \mu_z \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_B \frac{\beta_B}{2Mv^2}$$

и обратно по знаку d_A . Поэтому, если абсолютные величины отклонений d_A и d_B равны, то молекулы пучка «сфокусируются» на приемнике D . Эта фокусировка при данном μ_z не зависит от скорости молекул и требует лишь, чтобы выполнялось равенство

$$\beta_A \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_A = \beta_B \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)_B,$$

которого легко добиться соответствующим изменением размеров аппаратуры и величины градиентов магнитных полей. Экспериментально было найдено, что число молекул, попадающих в приемник при выключенных полях, практически такое же, как и при их наличии.

Поместим теперь в пространство между щелью S и магнитом B небольшой магнит C (см. рис. 3.8), создающий однородное магнитное поле H_0 , параллельное полям H_A и H_B . В этом же пространстве создается в перпендикулярном к H_0 направлении радиочастотное переменное магнитное поле H_1 с помощью двух параллельных проволок, помещенных между полюсными наконечниками магнита C . Молекулы с данным значением μ_z , попадая в магнитное поле H_0 , начинают прецессировать около его направления с ларморовской частотой (3.30). Если частота поля H_1 совпадает с одной из разрешенных (согласно указанным выше правилам отбора магнитного дипольного излучения) частот переходов между зееманов-

скими термами СТС, то соответствующие переходы могут иметь место.

В результате такого индуцированного полем H_1 перехода у молекулы изменится слагающая μ_z магнитного момента и, попав в неоднородное магнитное поле H_B , молекула отклонится на расстояние d_B уже иное (большее или меньшее), чем d_B . Равенство с отклонением d_A , существовавшее при $H_1 = 0$, нарушится, и число частиц, попавших в приемник D , уменьшится по сравнению с числом их, попавшим при $H_1 = 0$.

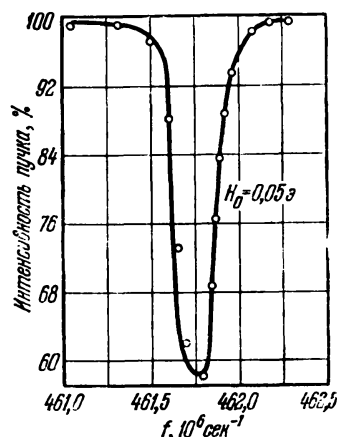


Рис. 3.9. Зависимость интенсивности попадающего в приемник атомного пучка (атомы K^{39}) от частоты f переменного магнитного поля H_1 [Куш и др. (1940)].

Фиксируя поле H_0 и исследуя зависимость интенсивности молекулярного потока, попадающего в приемник D , от частоты f магнитного поля H_1 , находим такую частоту $f_{\text{мин}}$, при которой интенсивность оказывается наименьшей («резонансный минимум»). Согласно изложенному выше, частота $f_{\text{мин}}$ совпадает с одной из зеемановских частот СТС спектра молекулы при заданном поле H_0 .

Можно, наоборот, фиксировать частоту f магнитного поля H_1 и менять интенсивность постоянного поля H_0 , добиваясь резонанса изменением ларморовских частот молекулы до их совпадения с внешней частотой f .

На рис. 3.9 [Куш и др. (1940)] показан типичный вид резонансного минимума, полученного для пучка атомов K^{39} вариацией частоты f радиочастотного поля.

На рис. 3.10 [Раби и др. (1939)] показан подобный же резонансный минимум, полученный для пучка молекул хлористого лития $LiCl$ в состоянии $^1\Sigma_0$, путем подбора величины постоянного поля H_0 при заданной частоте радиочастотного поля H_1 .

Подставляя в (3.31) вместо $\nu_H = f$ найденное из опыта значение $f_{\text{мин}}$ и решая (3.30) относительно g_I , находим:

$$g_I = \frac{4\pi M c}{l} \frac{f_{\text{мин}}}{H_0}. \quad (3.32)$$

В табл. 3.6 [см. Копферман (1960); Келлог, Миллман (1948)] приведены отношения опытных значений $f_{\text{мин}}/H_0$, полученных в различных опытах (различные H_0 , f и сорта

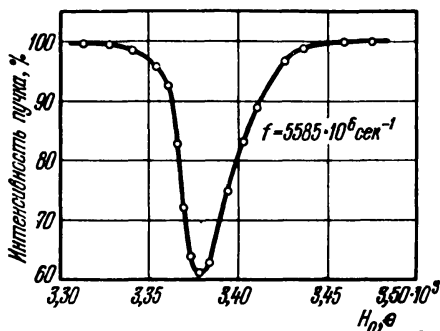


Рис. 3.10. Зависимость интенсивности попадающего в приемник молекулярного пучка (молекулы LiCl в основном состоянии $^1\Sigma_0$) от напряженности постоянного магнитного поля H_0 [Раби и др. (1939)].

молекул) при определении ядерного фактора Ланде для ядра изотопа лития Li^7 . Результаты измерений отличаются менее чем на 0,5 %, что свидетельствует о высокой точности метода.

Наиболее тщательно были произведены измерения магнитных моментов протона и дейтрона [см. Копферман (1960); Келлог, Миллман (1948)], но принципиально они не отличаются от изложенной выше схемы.

Таблица 3.6

Значения отношения $f_{\text{мин}}/H_0$, полученные с помощью молекулярных пучков при определении фактора Ланде g_I Ядра Li^7

Тип молекул	$f_{\text{мин}} \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$	$H_0, \text{Г}$	$f_{\text{мин}}/H_0$
LiCl	5,611	3399	1651
	6,587	3992	1650
	2,113	1278	1654
$\text{Li}^7\text{—Li}^7$	3,084	1879	1652
LiF	5,621	3401	1653

6.4. Магнитный радиочастотный метод

За последнее время были проделаны опыты по определению магнитных моментов протона и дейтрона с помощью магнитного радиочастотного метода, но уже не в молекулярных пучках, а в твердых или жидких образцах [см. Парселл и др. (1946); Блох и др. (1946а, б); Арнольд и Робертс (1947); Дорфман (1948)]. Этот метод аналогичен методу Аркадьева (1924) и Завойского (1947а) [см. также Хуцишвили (1950)]. В нем исследуется резонансное поглощение электромагнитной энергии радиочастотного поля изучаемым телом, помещенным в постоянное подмагничивающее поле H_0 . Перпендикулярно к полю H_0 накладывается слабое переменное поле $H_1 \cos \omega t$ ($H_1 \ll H_0$). Если частота этого поля ω близка к ларморовской частоте ядра с магнитным моментом μ , определяемой из соотношения

$$\hbar\omega_0 = 2\mu H_0,$$

то радиочастотное поле вызовет переходы ядер из одних состояний в другие, отличающиеся величиной проекции магнитного момента ядра на направление постоянного поля. Благодаря тому, что уровень с минимальной энергией максимально занят, система ядер вещества будет поглощать энергию радиочастотного поля. В силу магнитного взаимодействия между ядрами вещества на них действует внутреннее эффективное поле. Порядок величины этого поля определяется формулой

$$\mu/a^3,$$

где a — расстояние между ближайшими ядрами в теле. Легко видеть, что величина эффективного поля — порядка 10 эрстед. Очевидно, что существование этого поля приводит к расширению резонансных линий поглощения, причем ширина линии, измеренная в эрстедах, будет порядка поля. Теоретически этот вопрос подробно исследован Ван Флеком (1948).

Были также обнаружены анизотропия описанного эффекта и тонкая структура линий, связанные с деталями магнитного взаимодействия [Арнольд и Робертс (1947)].

6.5. Метод ядерной индукции

Был предложен еще один метод исследования ядерного магнетизма (метод *ядерной индукции*), заключающийся в измерении электродвижущей силы, индуцируемой прецессирующими ядерными магнитными моментами при од-

Новременном наложении на исследуемое тело постоянного поля и перпендикулярного к нему переменного поля, имеющего ту же частоту, что и ларморовская прецессия ядер [Блох (1946), Парселл и др. (1946)]. О подробностях этого метода см. книгу Дорфмана (1948), а также монографию Леше (1963).

6.6. Измерение магнитного момента нейтрона

Особый интерес представляет задача определения магнитного момента нейтрона μ_n . Прямое измерение магнитного момента в пучке свободных нейтронов [см. Фриш и др. (1938); Гофманн и др. (1937); Пауэрс (1938)] связано с большими техническими трудностями и недостаточно точно из-за невозможности получения узкого резко очерченного пучка. Поэтому Блох (1936, 1937) предложил другой способ определения μ_n . Идея этого метода близка к опытам с магнитным резонансом в молекулярных пучках (см. рис. 3.8); при этом вместо полей A и B используются поляризатор и анализатор нейтронов.

Пучок нейтронов, проходя через какое-нибудь вещество, испытывает рассеяние из-за взаимодействия нейтронов с ядрами атомов вещества («ядерное рассеяние»). В случае быстрых нейтронов (энергия которых значительно выше $k_B T$) этот тип рассеяния является доминирующим. Для медленных нейтронов (с тепловыми скоростями) наряду с ядерным рассеянием начинает играть равноправную роль рассеяние, обусловленное взаимодействием магнитного момента нейтрона с магнитным полем атомной оболочки. Это «магнитное рассеяние» даст наибольший эффект, если магнитные моменты атомов вещества ориентированы в одном направлении, что, например, имеет место в ферромагнетиках.

Если через σ_0 обозначить эффективное поперечное сечение для ядерного рассеяния, а через p — отношение эффективного поперечного сечения магнитного рассеяния к ядерному, то, как показали расчеты [Блох (1936, 1937); Мигдал (1939, 1940)], полное эффективное сечение для нейтрона равно

$$\sigma_0(1 + p) \text{ или } \sigma_0(1 - p)$$

в зависимости от того, параллелен ли нейтронный спин ($m_I = +1/2$) направлению намагниченности рассеивающего вещества (которую будем считать направленной вдоль

какой-то оси z) или антипараллелен ($m_I = -1/2$). Предполагается, что электронная оболочка действует на нейтрон как магнитный диполь *); при этом величина p , как показали опыты, оказалась равной примерно 0,1.

Допустим теперь, что интенсивный неполяризованный пучок нейтронов, направленный вдоль оси x , падает под прямым углом на плоскопараллельную ферромагнитную пластинку P толщиной x_1 , намагниченную вдоль оси z (как указано стрелкой на рис. 3.11). Пусть интенсивность

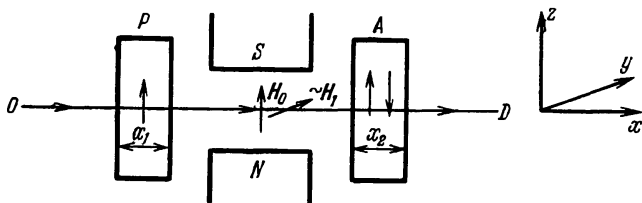


Рис. 3.11. Принципиальная схема установки для измерения магнитного момента нейтрона.

падающего пучка равна I_0 . В неполяризованном пучке половина нейтронов имеет $m_I = +1/2$, а другая половина имеет $m_I = -1/2$, поэтому интенсивность пучка после прохождения намагниченной пластинки будет равна

$$I_m = \frac{1}{2} I_0 [\exp \{-n x_1 \sigma_0 (1 + p)\} + \exp \{-n x_1 \sigma_0 (1 - p)\}] \approx \\ \approx I_0 \exp (-n x_1 \sigma_0) (1 + n^2 \sigma_0^2 x_1^2 p^2), \quad (3.33)$$

где n — число рассеивающих центров в единице объема (предполагается, что $p \ll 1$). Если бы пластинка P была не намагничена, то интенсивность прошедшего через нее пучка равнялась бы

$$I_{nm} = I_0 \exp (-n x_1 \sigma_0). \quad (3.34)$$

Таким образом, магнитное рассеяние несколько повышает прозрачность намагниченной пластинки P для нейтронов ($I_{nm} < I_m$).

Намагниченная пластинка P играет роль поляризатора, ибо число нейтронов $N_{1/2}$ с $m_I = +1/2$ после прохож-

*) Подробный и исчерпывающий анализ взаимодействий и критика неправильных выводов работы Блоха (1936, 1937) даны Мингалом (1939, 1940).

дения пластинки P становится меньше числа нейтронов $N_{-1/2}$ с $m_I = -1/2$, а именно, из (3.33) следует, что

$$\frac{N_{1/2}}{N_{-1/2}} \approx 1 - 2nx_1\sigma_0 n, \quad (3.35)$$

т. е. пучок нейтронов становится частично поляризованным. Если теперь этот частично поляризованный пучок нейтронов пропустить через вторую ферромагнитную пластинку A (см. рис. 3.11) толщиной x_2 , то она будет играть роль анализатора. Если намагниченность пластинки A такая же, как и у поляризатора P (см. стрелку на рис. 3.11 вдоль оси z), то пропускание через нее пучка эквивалентно увеличению толщины рассеивающего вещества как для ядерного, так и для магнитного рассеяния, т. е.

$$I_{m(P+A)} = I_0 \exp[-n\sigma_0(x_1 + x_2)] \{1 + n^2\sigma_0^2(x_1 + x_2)^2 p^2\}. \quad (3.36)$$

Если же анализатор A намагничен антипараллельно поляризатору P (см. стрелку на рис. 3.11 вдоль отрицательной оси z), то действие пластинки A для ядерного рассеяния по-прежнему эквивалентно увеличению толщины, а для магнитного — толщина x_2 должна входить в (3.36) с обратным по отношению к x_1 знаком, т. е.

$$I_{m(P-A)} = I_0 \exp[-n\sigma_0(x_1 + x_2)] \{1 + n^2\sigma_0^2(x_1 - x_2)^2 p^2\}. \quad (3.37)$$

При использовании метода магнитного резонанса для определения магнитного момента нейтрона [Альварец и Блох (1940)] в пространстве между поляризатором P и анализатором A (см. рис. 3.11) создается постоянное магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси z , и перпендикулярное к нему переменное радиочастотное поле H_1 , направленное вдоль оси y . Нейтроны в прошедшем поляризаторе P частично поляризованном пучке интенсивности I_m будут совершать прецессию вокруг направления поля H_0 . Число «зеэмановских уровней» для нейтронов равно всего лишь двум (ибо $m_I = \pm 1/2$), и между ними возможен лишь единственный переход.

Под действием переменного магнитного поля H_1 с частотой

$$\nu = \frac{\mu_n H_0}{h \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)}}$$

в пучке нейтронов, движущихся в поле H_0 , будут индуцироваться переходы между обоими «зеemanовскими уровнями». Число этих переходов определяется напряженностью магнитного поля H_1 и вероятностью $W_{1/2, -1/2}$ такого перехода. В результате некоторая часть нейтронов в пучке изменит значение m_I на обратное и числа $N_{+1/2}$ и $N_{-1/2}$ подвергнутся изменению. В силу дальнейшего рассеяния в анализаторе A интенсивность I' попавшего в приемник D пучка нейтронов будет меньше их интенсивности $I_{(H_1=0)}$, имевшей место при $H_1 = 0$, т. е. $I' = I_{(H_1=0)} - \Delta I$. Вероятность того, что нейтрон за время t перейдет из состояния с $m_I = +1/2$ в состояние с $m_I = -1/2$, выражается формулой [см. Швингер (1937); Раби (1937); Блох и Раби (1945)]:

$$W_{1/2, -1/2} = \frac{v^2 \sin^2 \vartheta}{v^2 + v_H^2 - 2vv_H \cos \vartheta} \sin \{ \pi t [v^2 + v_H^2 - 2vv_H \cos \vartheta] \}, \quad (3.38)$$

где $\operatorname{tg} \vartheta = H_1/H_0$, v — частота поля H_1 , v_H — ларморовская частота нейтрона в поле H_0 , даваемая формулой (3.31).

Из (3.38) видно, что вероятность $W_{1/2, -1/2}$ зависит от времени, т. е. от скорости нейтрона, с которой он проходит пространство, где действует поле H_1 . Так как нейтронный пучок весьма неоднороден по скоростям, то квадрат синуса в (3.38) можно заменить его средним значением, т. е. $1/2$, и, пользуясь тем, что в опытах всегда $H_1 \ll \ll H_0$, формулу (3.38) можно приближенно заменить более простой:

$$\overline{W}_{1/2, -1/2}^t \approx \frac{1}{2} \frac{1}{1 + 2 \frac{H_0}{H_1} \left(1 - \frac{v_H}{v} \right)^2}. \quad (3.39)$$

Из (3.39) сразу видно, что вероятность $\overline{W}_{1/2, -1/2}^t$ имеет максимум при совпадении частоты поля H_1 с ларморовской частотой нейтрона ($v = v_H$). Резонанс будет тем острее, чем меньше отношение H_1/H_0 .

Схема экспериментального устройства в опытах Альвареца и Блоха (1940) для определения магнитного момента нейтрона по резонансному методу показана на рис. 3.12. Пучок нейтронов получается или в результате ядерной реакции (например, $B^9 + D^2 = B^{10} + n$) путем облучения какого-нибудь препарата пучком ускоренных частиц (протонов, дейтронов) в ускорителе A (циклотрон, синхротрон), или из ядерного котла. Парафиновый блок

B (рис. 3.12) используется для замедления нейтронов до тепловых скоростей. Затем с помощью кадмиевой трубки Cd , играющей роль диафрагмы, выделяется узкий пучок

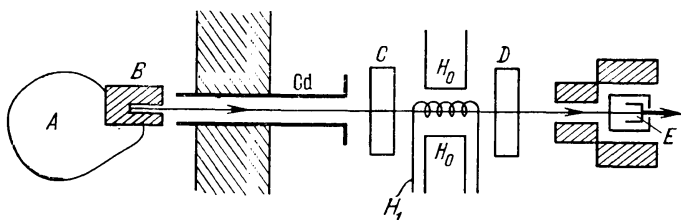


Рис. 3.12. Схема экспериментального устройства для определения магнитного момента нейтрона.

медленных нейтронов. Пучок этот проходит поляризатор C , намагниченный в перпендикулярной к пучку плоскости (вдоль оси z), и попадает в сильное постоянное поле H_0 (≈ 600 эрстед), направленное вдоль оси z и вызывающее прецессию нейтронных моментов. Здесь же на нейтроны действует радиочастотное переменное поле H_1 (≈ 10 эрстед), создаваемое соленоидом. Далее пучок проходит анализатор D и, наконец, попадает в приемник E — заэкранированную от попадания «посторонних» нейтронов камеру с трехфтористым бором, в которой и производится измерение интенсивности прошедшего всю аппаратуру нейтронного пучка.

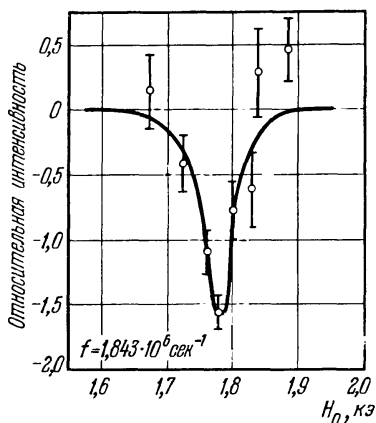


Рис. 3.13. Кривая резонансного минимума нейтронов. По оси абсцисс отложены значения постоянного магнитного поля H_0 в 10^3 э.

На рис. 3.13 показана типичная кривая резонансного минимума, полученного на такой установке.

Эти опыты были также использованы для определения знака магнитного момента нейтрона [Альварец, Блох (1940)], который оказался отрицательным, т. е. антипараллельным его механическому моменту (спину) [см.,

например, монографию Конфермана (1960)]. В последующих опытах Блоха и др. (1948) метод Альвареца и Блоха (1940) комбинируется с измерениями ядерной индукции протонов в том же поле H_0 , что дает возможность определить и сам момент μ_n , поскольку момент протона известен очень точно.

6.7. Радиоактивные методы *)

К настоящему времени измерения магнитных моментов стабильных изотопов и радиоактивных долгоживущих изотопов атомных ядер в основном состоянии практически закончены. Поэтому в последние годы главное внимание уделяется разработке и применению методов по измерению магнитных моментов радиоактивных изотопов в основном состоянии с очень малыми полупериодами распада (до 10^{-11} сек), а также возбужденных состояний ядер (см. § 4). В обоих этих случаях за последнее время проведена большая работа по развитию новых радиоактивных методов исследования моментов атомных ядер.

Применение описанных выше методов (ЯМР, резонанс в атомных пучках и оптический метод определения СТС) для радиоактивных ядер ограничивается тем, что в этом случае мы обычно имеем дело с очень малым количеством исследуемых ядер и исключительно короткими временами их жизни [см., например, обзор Хрынкевича и Огаза (1966)]. Метод атомных пучков допускает использование микроскопических количеств исследуемых ядер. Однако наименьшие из доступных для этого метода периодов полураспада не могут быть меньше нескольких минут (например, с помощью этого метода определили магнитный момент радиоактивного азота N^{13} с периодом полураспада, равным 10 минутам).

Уже гораздо хуже обстоит дело с микроколичествами исследуемого вещества в случае оптического метода (времена экспозиции для нижнего предела массы образца здесь определяются интенсивностью света). Пределом для этого метода может служить оптическое измерение магнитного момента радиоактивного изотопа Te^{199} с $\tau_{1/2} = 7,4$ часа. Хуже всего обстоит дело с применением метода ЯМР. Здесь удалось измерить момент только у радиоактивного H^3 с $\tau_{1/2} = 12$ лет.

*) См. обзоры Стеффена и Фраунфельдера (1964), Фраунфельдера и Стеффена (1964), Альдера и Стеффена (1964) и Гродзинса (1968).

В основе радиоактивных методов лежит использование радиоактивности самих исследуемых ядер и продуктов их распада. Здесь прежде всего следует упомянуть два метода, имеющие наибольшее практическое значение: 1) использование угловой корреляции последовательного излучения гамма-квантов при воздействии внешнего магнитного поля на ядра-излучатели и 2) эффект Мёссбауэра.

а) *Метод угловой корреляции в последовательных ядерных реакциях* заключается в следующем [см. Бреди и Дейч (1950); Эппли и др. (1951)]. Пусть мы имеем дело с двумя последовательными реакциями

$$A \rightarrow B + C, \quad C \rightarrow D + E.$$

В системе отсчета, где частица C покоится, процесс распада частицы C характеризуется двумя направлениями:

$$n_1 = \frac{p_A}{|p_A|}, \quad n_2 = \frac{p_D}{|p_D|}$$

(p_A и p_D — соответственно импульсы частиц A и D в этой системе отсчета). Если матрицы плотности начального и конечного состояний суть единичные матрицы, то угловая корреляция зависит только от n_1 и n_2 :

$$dN \approx W(n_1, n_2) d\Omega(n_1) d\Omega(n_2)$$

и определяется функцией $W(n_1, n_2)$. Эта корреляция определяется тем, что частица C с ненулевым спином «запоминает» направление n_1 благодаря своей поляризации, т. е. ее состояния с различными проекциями спинового момента m_C на направление «квантования» n_1 возникают, как правило, с различными вероятностями (если эти условия не выполнены, то корреляция отсутствует). Эксперимент показал, что угловая корреляция нарушается в тех случаях, когда время жизни частицы C столь мало ($\lesssim 10^{-9}$ сек), что на нее не успевают оказать возмущающее влияние различные внешние воздействия (поля). Это могут быть внутриатомные электрическое или магнитное поля, которые взаимодействуют соответственно с электрическим квадрупольным и магнитным дипольным моментом возбужденного ядра. Возникающий при этом вращательный момент приводит к прецессионному движению ядерного спина и вследствие этого к изменению чисел заполнения магнитных подуровней.

Из опыта также известны различные возмущающие эффекты [см. Абрагам и Паунд (1953); Стеффен (1955); Фраунфельдер и др. (1953)], возникающие в зависимости от природы первичного источника опыта (моно- или поликристалл, жидкость). Было найдено, что наименьшее возмущение угловой корреляции имеет место при жидком источнике [Абрагам и Паунд (1953)].

Метод измерения магнитных моментов возбужденного ядерного уровня заключается в искусственном возмущении угловой корреляции при наложении постоянного внешнего магнитного поля H . Ядро с моментом μ и спином I начинает прецессировать в этом поле с ларморовской частотой

$$\omega_L = \frac{\mu H}{\hbar I}$$

независимо от магнитного квантового числа ядра. За время жизни τ возбужденного состояния эта ларморовская прецессия приведет к смещению кривой угловой корреляции с полем $W(\theta, H)$ относительно кривой $W(\theta)$ при $H = 0$ на угол прецессии $\tau\omega_L$. На рис. 3.14 показано такое смещение кривых $W(\theta, H)$ и $W(\theta)$ для двух последовательных гамма-переходов 136 кэв и 492 кэв при распаде ядра Hf^{181} [Боденштедт (1962)]. Измеряя это смещение

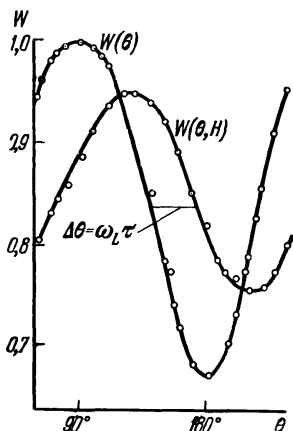


Рис. 3.14. Влияние внешнего магнитного поля H на угловую корреляцию при двух последовательных γ -переходах (136 кэв и 492 кэв) при распаде возбужденного ядра Hf^{181} .

$\Delta\theta = \omega_L \tau$, а также определив время τ , можно легко определить g -фактор возбужденного состояния ядра.

Таким образом, в этом радиоактивном методе, как и в описанных выше резонансных методах, определяется ларморовская частота атомного ядра в наложенном внешнем магнитном поле. Однако в первом случае нерадиоактивные ядра успевают совершить очень большое число прецессий за время измерения частоты радиочастотного магнитного поля H_1 , во втором же случае радиоактивные ядра не успевают за время своей жизни совершить даже один полный оборот, поэтому ларморовская частота определяется по углу и времени поворота ядра.

Применение этого метода связано с рядом экспериментальных трудностей и помех, снижающих его точность и вообще возможность практического применения. При временах $\tau \lesssim 10^{-10}$ сек смещение $\Delta\theta$ оказывается слишком малым для его точного определения. Самые большие «неприятности» проистекают из-за систематических ошибок, связанных с возмущающим влиянием внутренних полей.

Следует также заметить, что различают два типа методов угловых корреляций: дифференциальные (по времени) возмущенные угловые корреляции (ДВУК) и интегральные (по времени) возмущенные угловые корреляции (ИВУК). Первые используются при исследовании состояний со временем жизни более 1 нсек, а вторые — для состояний с более короткими временами жизни [см. Гродзинс (1968)].

Более детально читатель может ознакомиться с техникой эксперимента в обзорах Боденштедта (1962) и Гродзинса (1968), а также в оригинальных исследованиях, ссылки на которые приведены в последнем столбце табл. III [см. также обзор Долгинова (1961) и Коэна (1970)].

б) *Метод с использованием эффекта Мёссбауэра.* Эффектом Мёссбауэра, который был открыт в 1958 г., называется явление резонансного поглощения гамма-квантов без отдачи атомными ядрами твердого тела (ядерный гамма-резонанс, ЯГР). В отличие от оптических фотонов, излучаемых электронными оболочками свободных атомов, излучение гамма-квантов свободными ядрами вызывает очень большую отдачу их. Если в случае оптических фотонов отношение кинетической энергии отдачи к энергетической ширине соответствующей линии оптического спектра оказывается порядка 10^{-3} , то для аналогичного отношения в случае гамма-излучения ядра имеем величину на восемь порядков большую, т. е. 10^5 . Именно поэтому невозможно было наблюдать ЯГР на свободных ядрах.

Открытие Мёссбауэра заключалось в том, что если ядро-излучатель крепко связано химическими силами со своими соседями, то отдачу будет испытывать практически вся кристаллическая решетка тела. А поскольку в выражении для энергии отдачи

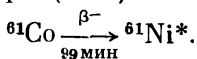
$$\mathcal{E}_R = \mathcal{E}_\gamma^2 / 2Mc^2,$$

где $\mathcal{E}_\gamma$ — энергия гамма-кванта, c — скорость света и M — масса тела, масса объекта, испытывающего отдачу, входит в знаменатель, то энергия $\mathcal{E}_R$ в этом случае (по

сравнению с энергией отдачи свободного ядра) будет исчезающе малой и резонансное поглощение гамма-кванта невозбужденным ядром будет уже вполне возможно.

В этом радиоактивном методе, так же как и в оптическом, используется эффект зеемановского расщепления сверхтонкой структуры гамма-линии, обусловленного связью внутриатомных магнитных полей на ядре с его магнитным моментом.

Этот метод начал успешно использоваться для определения магнитных и спиновых характеристик возбужденных ядер почти сразу же после открытия эффекта Мёссбауэра (1958) в работе Ханна и др. (1960а) на ядрах Fe^{57} , Оберштейном и Вегенером (1961) на ядрах Ni^{61} , Ханна и др. (1960б), Кистнером и др. (1961) на ядрах Sn^{119} и, наконец, Баумингером и др. (1961) на ядрах Dy^{161} . Во всех этих и некоторых других работах использовалась обычная мёссбауэровская методика с применением радиоактивного источника. Например, в работе Оберштейна и Вегенера (1961) использовался источник



Однако такая методика может быть использована для очень ограниченного числа ядер и имеет ряд других неудобств. В связи с этим была предложена новая методика, в которой гамма-излучение обусловлено переходом из возбужденных состояний ядер, предварительно заселяемых, благодаря их *кулоновскому возбуждению*. (Конечно, возбуждаемые таким образом ядра должны успеть рассеять полученную при возбуждении кинетическую энергию и перейти в устойчивые состояния в решетке за время, малое по сравнению с их временем жизни.) Это значительно расширило возможности этого метода, который в настоящее время используется именно с такой методикой. Первые исследования по этой методике на возбужденных ядрах Ni^{61} были проведены Зейботом и др. (1965) и на ядрах Fe^{57} Ли и др. (1965). Из дальнейших работ можно упомянуть работу Риттера и др. (1967) для Fe^{57} , Экк и др. (1967а, б) для радиоактивных изотопов Yb^{172} , Yb^{174} и Yb^{176} и Виггинс и Уокер (1969) для изотопа Er^{170} .

В методике с использованием эффекта Мёссбауэра при известном магнитном моменте ядра одного из двух состояний, участвующих в γ -переходе, возможно определить

магнитный момент второго и величину напряженности магнитного поля на ядре.

Предел применимости метода, основанного на эффекте Мёсбауэра, со стороны наиболее коротких периодов полураспада τ исследуемых возбужденных атомных ядер определяется условием, что естественная ширина мёсбауэровской линии $2\Gamma = 2\hbar/\tau$ *) меньше величины зеемановского расщепления $\mu H/I$, т. е.

$$\tau \gtrsim 2I\hbar/\mu H.$$

Отсюда практически для нижнего предела времени жизни τ находим величины порядка $10^{-9} - 10^{-10}$ сек, ибо $2I\hbar \approx 10^{-27}$ эрг·сек, а $\mu H \approx 10^{-23} \cdot (10^6 \div 10^8) \approx (10^{-17} \div 10^{-18})$ эрг.

Верхний предел для τ связан с чисто экспериментальными трудностями наблюдения очень узких линий.

6.8. Метод Дорфмана

Уже давно Дорфман (1930, 1935) обратил внимание на то, что в реальных твердых телах можно наблюдать ядерный парамагнетизм. Для этого необходимо, чтобы он перекрыл собой диамагнетизм электронной оболочки. В силу того, что диамагнитная восприимчивость не зависит от температуры, а парамагнитная очень сильно растет с понижением температуры, при температурах жидкого гелия в некоторых веществах может произойти указанное явление.

Лазарев (1937) показал на опыте для случая твердого водорода справедливость этого теоретического предсказания Дорфмана. Ядерный диамагнетизм, в силу малости частоты ларморовской прецессии ядер, примерно в 10^{13} раз меньше обычного электронного диамагнетизма, и поэтому его практическое значение ничтожно.

В связи с ядерным магнетизмом Дорфман (19476) указал, что предложенный им и столь широко теперь применяемый метод магнитного резонанса дает возможность определить лишь ядерный фактор Ланде g_I . Для того же, чтобы найти магнитный момент ядра, приходится дополнительно определять ядерный спин, например, из спектральных измерений. Поэтому Дорфман (19476) предложил

*) Коэффициент 2 появляется в этой формуле из-за того, что ширина отдельной компоненты СТС обусловлена наложением линии источника на линию поглотителя.

новую модификацию магнитного резонансного метода, которая позволяет одновременно определить магнитный момент и спин ядра. Принцип метода заключается в том, что используются измерения дополнительной магнитной восприимчивости χ_n , обусловленной ориентацией ядерных спинов в постоянном магнитном поле (восприимчивость χ_n по порядку величины равна $10^{-10} - 10^{-13}$). В обычных

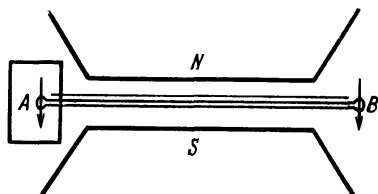


Рис. 3.15. Схема опыта Дорффмана (19476) для определения ядерных магнитных моментов.

условиях ядерный магнетизм затушевывается значительно превосходящим его магнетизмом электронов. Однако, если перпендикулярно к сильному постоянному полю H_0 наложить слабое переменное поле H_1 и подобрать его частоту в резонанс с ларморовской частотой ω_L

ядерных спинов, то можно исключить участие ядер в парамагнитной восприимчивости вещества.

Дорффман предложил следующую принципиальную схему экспериментальной установки [Дорффман (19476)]. Изучаемое вещество помещается в ампулу AB , которая симметрично располагается между полюсами электромагнита NS (рис. 3.15). Концы этой ампулы (A и B) находятся в одинаковом неоднородном поле. В силу симметрии поля ампула находится в равновесии. Если же у конца A создать радиочастотное поле H_1 , перпендикулярное к H_0 , то ядерные моменты начнут прецессировать около направления поля H_1 и выпадут из намагниченности вдоль H_0 . Следовательно, теперь на конец ампулы A будет действовать сила

$$K = \chi_n v H_0 \frac{dH_0}{dz}$$

(где v — объем части ампулы, находящейся в поле H_1), стремящаяся сдвинуть ампулу влево. Эта сила в принципе может быть измерена, например, с помощью чувствительных крутильных весов. Ее максимальное значение будет при резонансе, когда $\omega_{\text{макс}} = \omega_L$. Измеряя частоту поля H_1 при резонансе, $\omega_{\text{макс}}$, находим значения χ_n и ω_L , которые связаны с искомыми величинами g_I и I , а именно, по (3.31) имеем:

$$\omega_{\text{макс}} = \frac{g_I H}{\hbar} \mu_{\text{яд}},$$

и по формуле для парамагнитной восприимчивости

$$\chi = \frac{4N\mu_{\text{яд}}^2}{3k_B T} I(I+1),$$

где N — число атомных ядер данного сорта в единице объема, T — абсолютная температура. Из этих формул одновременно и непосредственно можно вычислить I и g_I , а тем самым и μ_I , используя измерения в одной установке.

6.9. Определение ядерных магнитных моментов в жидкостях и кристаллах

Наряду с методами определения ядерных магнитных моментов в свободных атомах и молекулах (спектроскопические, в пучках, резонансные), большое распространение приобрели методы определения этих моментов в жидкостях и кристаллах. Здесь обычно исследуется ЯМР, квадрупольный ядерный резонанс и парамагнитный резонанс. Эти методы обладают высокой точностью, кроме того, при известных спиновых и магнитных характеристиках ядер они необычайно ценны как методы изучения электронной структуры твердого тела. Более подробно об этом методе в первом аспекте (т. е. для изучения магнитных моментов отдельных атомов и ионов в конденсированных средах) см., например, монографии Дорфмана (1948), Копфермана (1960) и обзор Мака (1950), а также оригинальные работы, цитированные в табл. II и III в конце книги.

§ 7. Магнитные свойства кристаллов ^3He

В заключение этой главы рассмотрим еще одно проявление ядерного магнетизма, но только уже не для изолированных атомных ядер, а для случая конденсированной фазы, а именно — ядерные магнитные свойства твердого (кристаллического) ^3He .

Как видно из табл. II Приложения, атомное ядро редкого изотопа гелия ^3He (распространенность его в естественных условиях составляет всего $1,3 \cdot 10^{-4}\%$) имеет спин $1/2$ и магнитный момент — $2,127490(5) \mu_{\text{яд}}$. Электронная оболочка атома гелия имеет нулевые орбитальный (s -состояние) и спиновый (скомпенсированный) моменты.

Таким образом, можно ожидать, что в конденсированной фазе (жидкой и кристаллической) магнитные свойства

³Не представляют собой совокупность электронного диамагнетизма и ядерного парамагнетизма.

Теоретическая трактовка динамики атомов изотопов гелия в жидкой или твердой фазе может быть проведена лишь в рамках квантовой теории, тогда как другие жидкие или кристаллические системы допускают и классическое рассмотрение. Таким образом, жидкий и твердый гелий представляют собой исключительное явление «квантовой жидкости» и «квантового твердого тела» (кристалла).

Необычность свойств кристаллического ³Не заключается в том, что из-за малой массы атомов гелия и слабости их ван-дер-ваальсовского взаимодействия они имеют относительно большую энергию нулевых колебаний. Поэтому для того, чтобы жидкий ³Не (или ⁴Не) затвердел даже при $T \sim 1^\circ \text{ К}$, необходимо приложить давление минимум в 30 атм. А величина среднего квадратичного отклонения в кристаллической фазе составляет примерно 30% от равновесного межатомного расстояния ближайших соседей в кристалле [см., например, работу Бернардеса и Примакова (1960)]. Именно эти особенности кристалла ³Не привели к особенностям его ядерных магнитных свойств. В частности, в этом кристалле наблюдается относительно большая энергия обменного взаимодействия ядерных спинов, которая позволяет наблюдать эффекты упорядочения ядерных спинов при сверхнизких, но все же достижимых температурах $\lesssim 10^{-3}^\circ \text{ К}$.

В эффективном гамильтониане твердого ³Не имеется два типа членов, имеющих существенную зависимость от спина [Бернардес и Примаков (1960)]. Во-первых, это спин-спиновое магнитное взаимодействие, которое приводит к энергии на атом порядка

$$\Delta \mathcal{E}_1 \approx \frac{z}{2} \cdot \frac{\mu^2}{a^3},$$

где z — число ближайших соседей у данного атома в кристалле, μ — ядерный магнитный момент и a — расстояние между ближайшими соседними узлами в кристаллической решетке. Во-вторых, это обменное изотропное взаимодействие между ближайшими соседними ядрами атомов, которое зависит от среднеквадратичного отклонения δ ядра от его узла решетки и которое приводит к энергии на атом

$$\Delta \mathcal{E}_2 \approx \frac{z}{2} [a_1 W(a, \delta) + a_2 U(a, \delta)] \exp \left[-\frac{3}{4} \left(\frac{a}{\delta} \right)^2 \right],$$

где W и U — соответственно средняя кинетическая энергия и средняя потенциальная энергия на атом в кристалле, а α_1 и α_2 — численные постоянные, абсолютные значения которых порядка единицы.

Вначале предполагалось, что основную роль играет энергия $\Delta\mathcal{E}_1$ (Померанчук, 1950), поскольку обменные эффекты в «тяжелых» твердых телах из-за того, что $\delta/a \ll \ll 1$, исчезающе малы. Энергия же спин-спинового взаимодействия $\Delta\mathcal{E}_1$ может обеспечить температуру магнитного упорядочения ($z \sim 10$, $a \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см, $|\mu| \sim 10^{-23}$ эрг/гс)

$$T_{\text{с(дип)}} \sim \frac{\Delta\mathcal{E}_1}{k} \sim \frac{z \cdot \mu^2}{k \cdot a^3} \sim \frac{10 \cdot 10^{-46}}{10^{-16} \cdot 10^{-23}} \sim 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Однако, в силу того, что в ^3He отношение $\delta/a \sim 0,3 - 0,4$, т. е. не малая величина, в кристалле ^3He орбитали ближайших соседних ядер сильно перекрываются, а это приводит к гораздо более существенной спиновой корреляции, чем может обеспечить магнитное спин-спиновое взаимодействие. Если принять [см. Бернардес и Примаков (1960)], что $W \approx -U \approx 10 \text{ } ^\circ\text{K}$, то $\Delta\mathcal{E}_2$ может обеспечить температуру магнитного упорядочения

$$T_{\text{с(обм)}} \sim \frac{\Delta\mathcal{E}_2}{k} \sim z\alpha |W| \exp\left(-\frac{3}{4} \cdot 9\right) \sim 0,05 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Отсюда мы и заключаем, что твердый ^3He действительно является единственным ядерным парамагнетиком, в котором может возникнуть заметное ядерное спиновое упорядочение при экспериментально достижимых температурах порядка $5 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}$.

Это и было подтверждено измерениями с помощью ЯМР, спиновой релаксации и спиновой диффузии [см., например, обзор Мейера (1968) и цитированные там работы, а также работу Гиффарда и др. (1971)], измерениями давления как функции температуры при постоянном объеме $p_V(T)$ [Панчик и др. (1967); Скрибнер и др. (1969); Панчик и Адамс (1969)] и, наконец, измерениями ядерной магнитной восприимчивости [см., например, Томсон и др. (1963); Коэн и Файрбэнк (1967); Кирк и др. (1969); Сайтес и др. (1969); Пайпес и Файрбэнк (1969, 1971); Джонсон и Уитли (1970)]. Только измерения восприимчивости могут позволить определить не только величину, но и знак параметра обменного взаимодействия J .

Следует также отметить, что, благодаря простой кристаллической решетке (ОЦК *) , а также отсутствию заметной магнитной асимметрии, твердый ^3He представляет собой идеальный пример гейзенберговского магнетика **) [см. Гуйер и Зане (1969) и цитированную в этой работе литературу].

Наиболее точные исследования ядерной магнитной восприимчивости чистого твердого ^3He (с примесью ^4He менее чем $1 \cdot 10^{-5}$) в интервале температур от 0,4 до 0,04 °K провели Пайпес и Файербэнк (1969, 1971). Они показали, что восприимчивость в этом интервале подчиняется закону Кюри — Вейсса $\chi = C/(T - \Theta)$, с $\Theta = -1,5 \cdot 10^{-3}$ °K для молярного объема $V_m = 23,3 \text{ см}^3/\text{моль}$, $\Theta = -4 \cdot 10^{-3}$ °K для $V_m = 23,6 \text{ см}^3/\text{моль}$ и $\Theta = -5,4 \cdot 10^{-3}$ °K для $V_m = 24,2 \text{ см}^3/\text{моль}$ (это согласуется с предсказанием теории, что обменная энергия $J = 2k\Theta/z$ растет с уменьшением плотности или ростом молярного объема V_m [см. работы: Бернардес и Примаков (1960); Саундерс (1962); Гарвин и Ландесман (1965); Хетерингтон и др. (1967); Тоулесс (1965); Насонов и Варма (1968, 1969); Гуйер и Зане (1969)]. Отрицательный знак температуры Θ указывает на то, что спины атомных ядер в кристалле ^3He упорядочиваются антиферромагнитно при очень низких температурах $< 0,04$ °K.

Эти выводы согласуются также с работами Сайтеса и др. (1969), Кирка и др. (1969) и Джонсона и Уитли (1970). Однако измерения Осгуда и Гарбера (1971) ***) и особенно Кирка и Адамса (1971), определявших давление как функцию температуры при постоянном объеме $p_V(T)$ в сильных магнитных полях (40,3 и 57,2 кГс), не совпадают с предсказаниями теории (основанной на высокотемпературном разложении функции распределения $Z(T, H)$ при $T > T_c$ по степеням малого параметра J/kT) [см. Бэйкер и др. (1967)]. Эта «аномалия» магнитных свойств твердого ^3He ,

*) В интервале давлений от 30 до 110 атм твердый ^3He кристаллизуется в ОЦК решетке. Выше 110 атм стабильной становится решетка ПГУ. Существование области устойчивости «рыхлой» ОЦК решетки обусловлено меньшей массой более легкого изотопа гелия, а следовательно, большей амплитудой нулевых колебаний, благоприятствующей образованию менее плотной ОЦК решетки.

**) Под гейзенберговским магнетиком обычно понимается кристалл, в узлах которого расположены спиновые магнитные моменты, связанные изотропным электростатическим обменным взаимодействием [см., например, Вонсовский (1971)].

***) В этой работе были допущены некоторые неточности в термометрии [см. анализ этого вопроса в работе Кирка и Адамса (1971)].

выражающаяся в несогласии выводов из модели Гейзенберга с опытом, не нашла еще своего объяснения. [В работе Кирка и Адамса (1971) авторы высказывают предположение, что это, возможно, связано с учетом взаимодействия только для ближайших соседей, плохой сходимостью разложения и т. п.]

В связи с указанной трудностью следует также обратить внимание, что в экспериментах Хелтемеса и Свенсона (1962), Сэмпла и Свенсона (1967), Пэндорра и Эдванса (1968) и Хенриксена и др. (1969) было обнаружено, что удельная теплоемкость ОЦК решетки твердого ^3He не следует закону Дебая T^3 при низких температурах. В работе Хенриксена и др. (1969) с помощью прецизионных измерений с тензодатчиками в очень чистом ^3He вне всяких сомнений было показано, что эти аномалии не связаны с примесями в кристалле ^3He или с «аппаратурными» эффектами.

Варма (1970) объяснил эти «аномалии» теплоемкости дальнедействующим косвенным обменным взаимодействием ядерных спинов через виртуальное испускание и поглощение фононов в процессе обмена. Это взаимодействие дает вклад в теплоемкость, изменяющийся с температурой как T^{-2} . Для ОЦК ^3He получено хорошее согласие теории с упомянутыми экспериментами. Для ПГУ ^3He теоретически предсказанные аномалии в теплоемкости должны появляться при более низкой температуре, чем была достигнута в эксперименте, но в еще вполне достижимой температурной области. Однако, как указывает Варма (1970), используемый им гамильтониан косвенного обмена не вносит вклада в магнитную восприимчивость при нулевом поле при высоких температурах.

Интересны также исследования влияния примесей ядер ^4He на магнитные свойства кристаллов ^3He . Эта задача рассматривалась в ряде работ, как теоретических [Глайде (1970); Гуйер и Зане (1970); Р. Балакришнан и В. Балакришнан (1971); Р. Балакришнан и Ланге (1971)], так и в экспериментальных [Коэн и др. (1968); Ричардс и Хомер (1969); Бернье и Ландесман (1969); Хенриксен и др. (1970); Миоши и др. (1970) и Бернье (1970)].

Еще одной специфической особенностью конденсированного состояния гелия ^3He , имеющей известное отношение к его магнитным свойствам, является так называемый эффект Померанчука (1950). Этот эффект связан с тем, что обменное взаимодействие в ферми-системе приводит к магнитной корреляции ядерных спинов уже при температурах

порядка фермиевского вырождения для ^3He , т. е. при $T_f \sim \sim 5^\circ\text{K}$, когда в твердом кристалле ^3He еще нет заметной магнитной корреляции. Поэтому наличие магнитного упорядочения ядерных спинов в жидкой фазе и отсутствие его в твердом кристалле приводит к тому, что энтропия кристалла $S_{\text{крист}}$ при температурах в интервале $T_{\text{с (обм)}} < T < T_f$ становится больше, чем энтропия $S_{\text{жидк}}$ жидкой фазы ($\sim R \ln 2$), в то время как в обычных случаях имеет место обратное соотношение, $S_{\text{крист}} < S_{\text{жидк}}$. Этот эффект наиболее ярко проявляется в появлении минимума на кривой фазового равновесия (на плоскости pT) гелия. Этот эффект был подтвержден на опыте и теперь используется для получения сверхнизких температур.

В итоге можно еще раз подчеркнуть, что проблема ядерного магнетизма кристалла ^3He , а также и жидкой его фазы по-прежнему представляет собой актуальную область магнетизма, в которой еще очень много нерешенных и вместе с тем интересных вопросов, которые имеют весьма общее значение.

АНОМАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

§ 1. Общие замечания

В гл. 3 уже указывалось, что магнитные моменты нуклонов — протона и нейтрона — существенно отличаются от ядерного магнетона, который они должны были бы иметь, если бы их движение описывалось уравнением Дирака [см. (1.8) и (1.9)]. Представляя наблюдаемую величину магнитных моментов нуклонов (μ_p и μ_n) как сумму «дираковского» момента ($\mu_{\text{яд}}$) и некоторой «аномальной» добавки к нему ($\Delta\mu$), для протона и нейтрона соответственно получаем [см. (3.2) и (3.3)]:

$$\mu_p = \mu_{\text{яд}} + \Delta\mu_p = \mu_{\text{яд}} + 1,792782 (17) \mu_{\text{яд}},$$

$$\mu_n = 0 + \Delta\mu_n = 0 + 1,913148 \mu_{\text{яд}}.$$

Отсюда видно, что «аномальные» добавки к нуклонным моментам отнюдь не малы и их нельзя рассматривать как несущественные поправки к теории Дирака.

С другой стороны, при рассмотрении магнитных свойств электрона и его античастицы — позитрона — о таких относительно больших аномалиях не было речи. Однако недавно и для этих легких элементарных частиц были также обнаружены аномальные добавки к магнитному моменту (магнетону Бора). Впрочем, в противоположность случаю нуклонов, эта добавка у электрона оказалась относительно очень маленькой, всего лишь немногим больше, чем тысячная доля от μ_B . В связи с указанным представляет интерес выяснить как саму природу аномалий магнитного момента электрона, так и причину ее малой *относительной* *)

*) По абсолютной величине, однако, аномальные добавки для электрона и позитрона оказываются того же порядка, что и для нуклонов (см. по этому вопросу замечание в конце § 2.2 этой главы).

величины по сравнению с аномальными добавками к μ яд для нуклонов.

Для этой цели необходимо кратко напомнить общий подход современной теории квантованных полей к описанию свойств элементарных частиц и их взаимодействий.

Дело в том, что уже нерелятивистская, а также и релятивистская квантовые теории электрона и квантовая электродинамика научили нас тому, что всякое материальное поле, благодаря его квантовым свойствам, представляет собой собрание микрочастиц — квантов возбуждения этого поля; и обратно — всякий коллектив частиц, благодаря их волновым свойствам, одновременно можно трактовать как некое материальное поле. Так, в случае электронов и позитронов мы имеем дело с электронно-позитронным квантованным полем, а в случае электромагнитного поля — ансамблем световых квантов — фотонов. Если бы электроны и позитроны не взаимодействовали через электромагнитное поле, то их движение описывалось бы одним уравнением Дирака (свободное электронно-позитронное поле). Однако электроны и позитроны взаимодействуют с полем фотонов. Поэтому последовательная микротеория должна одновременно рассматривать оба эти поля. Это и делается в современной квантовой электродинамике.

В существующем ее варианте с успехом используется тот факт, что взаимодействие электронов и позитронов с электромагнитным полем оказывается не слишком сильным и поэтому конкретные расчеты в теории можно строить по схеме теории возмущения. Энергия взаимодействия электрона с электромагнитным полем определяется величиной его элементарного заряда e . Однако величина заряда — размерная и зависит от выбора единиц измерения физических величин, поэтому она сама по себе не может определять величину безразмерного параметра, служащего мерой интересующего нас взаимодействия. Для того чтобы судить о том, велико или мало это взаимодействие, его нужно либо сравнить с каким-нибудь другим взаимодействием, либо найти для его измерения иной, безразмерный параметр, который не зависит от выбора единиц и который можно просто сравнивать с единицей.

В квантовой электродинамике удалось найти такой параметр, составленный из фундаментальных величин, входящих в уравнения рассматриваемых взаимодействующих квантовых полей (т. е. в уравнение Дирака и уравнения Максвелла). Этим параметром является малая

безразмерная постоянная тонкой структуры

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = [137,03602(21)]^{-1} = 7,297351(11) \cdot 10^{-3} \quad (4.1)$$

($\alpha^{-1} = 137,03602(21)$; $c = 2,9979250(10) \cdot 10^{10}$ см/сек *)). Поэтому взаимодействие электронно-позитронного и электромагнитного полей можно считать слабым и пользоваться для вычисления различных эффектов этого взаимодействия методами теории возмущения (например, для различного рода процессов рассеяния, поглощения и излучения фотонов на электронах и т. п.).

Вначале здесь возникали большие трудности, поскольку только в первом приближении теории возмущения получались результаты, согласующиеся с опытными данными. Во втором и более высоких приближениях получались расходящиеся результаты. Однако эту трудность в квантовой электродинамике удалось преодолеть, по крайней мере для тех случаев, когда электромагнитное взаимодействие является основным, а другими взаимодействиями, например мезонными и т. п., можно пренебречь.

Микрочастицами, для которых такая разработанная теория поля, как квантовая электродинамика, применима, являются электроны, позитроны, мю-мезоны (мюоны) и фотоны. Для других элементарных частиц, обладающих элементарным электрическим зарядом (протоны, $\pi^{\pm}$ -мезоны, $K^{\pm}$ -мезоны и др.), их электромагнитное взаимодействие может существенно подвергаться влиянию других более сильных взаимодействий, например, мезонных, для описания которых еще нет столь разработанной теории, как квантовая электродинамика.

§ 2. Лэмб-ризерфордское смещение атомных уровней и аномальный магнитный момент электрона и позитрона

Остановимся прежде всего на выяснении природы аномальной добавки к магнитному моменту *электрона и позитрона*. Естественно, конечно, что в данной книге мы сможем это сделать лишь в весьма приближенной форме. Более подробно эти вопросы освещаются в монографиях по квантовой электродинамике [Ахиезер и Берестецкий (1959); см. также Бете и Солпитер (1960); Лэмб (1951);

*) См. сводку данных по величине мировых постоянных в статье Тейлора и др. (1969).

Нишиджима (1965); Газиорович (1969); Берестецкий, Лифшиц, Питаевский (1968); Лифшиц, Питаевский (1971)].

Из квантовой теории электромагнитного поля известно, что если пренебречь нелинейными эффектами (типа рассеяния света на свете и т. п.), то это поле можно представить в виде совокупности элементарных возбуждений некоторых эффективных осцилляторов-квазичастиц с квантованными значениями энергии (световые кванты или фотоны). Квантованная энергия отдельного i -го элементарного возбуждения (осциллятора поля, квазичастицы) может принимать лишь дискретные значения:

$$\mathcal{E}_i = \left(n_i + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_i, \quad (4.2)$$

где $n_i = 0, 1, 2, \dots$ — квантовые числа, дающие число квазичастиц типа i . Однако, если возбуждения поля отсутствуют, т. е. все $n_i = 0$, то энергия поля тем не менее не равна нулю, а равна

$$\mathcal{E}_0 = \sum_i \frac{1}{2} \hbar \omega_i. \quad (4.3)$$

Эта величина носит название *нулевой энергии основного состояния* поля. А само это состояние называется *электромагнитным вакуумом*.

В классической теории отсутствие возбуждений означало бы, что поля вообще нет. В квантовой электродинамике это не так, ибо, как мы видим, при $n_i = 0$ энергия поля не равна нулю. Современная теория дает, что нулевая энергия $\mathcal{E}_0 \rightarrow \infty$. Это, конечно, дефект теории. Но важно то, что теория предсказывает само существование нулевой энергии поля, а также и ее возможные *флуктуации*. Взаимодействие электрона с этими «нулевыми флуктуациями» вакуума электромагнитного поля и обуславливает ряд специфических так называемых *радиационных* эффектов.

2.1. Лэмб-ризерфордское смещение уровней

Первым из таких обнаруженных на опыте эффектов оказалось явление смещения термов водородоподобных атомов (*лэмбовское смещение*)*). Из решения волнового уравнения релятивистской теории электрона вытекало,

*) Прекрасный обзор по этому вопросу можно найти в критической статье Смородинского (1949) или Лэмба (1951). См. также сборники статей под редакцией Иваненко (1950, 1954) и обзор Тейлора и др. (1969).

что термы водородоподобных атомов не зависят от орбитального квантового числа l и целиком определяются *полным* квантовым числом j *). Это обстоятельство приводило к тому, что соответствующие термы оказывались двукратно вырожденными, что отвечает двум возможным значениям l при заданном j :

$$l = j \pm \frac{1}{2}. \quad (4.4)$$

При этом должны быть исключены термы типа $1^2S_{1/2}$, $2^2P_{1/2}$ и т. д., у которых l имеет максимально возможное значение при заданном главном квантовом числе n , а спиновый и орбитальный моменты параллельны. Опыт же показал, что это вырождение, предсказанное теорией, фактически отсутствует. Так, например, Лэмб и Ризерфорд (1947) экспериментально обнаружили, что энергетическое расстояние между «вырожденными» термами $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ в атоме водорода равно $1057 \pm 0,10 \text{ Мгц}$ ($1 \text{ Мгц} = = 0,33 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1} = 4,1 \cdot 10^{-9} \text{ эв}$).

Вначале это казалось настоящей катастрофой для теории Дирака. Однако очень скоро эта «катастрофа» была полностью разрешена: оказалось, что если в исходном волновом уравнении электрона учесть взаимодействие последнего с полем нулевых колебаний, то теория дает наблюдаемое смещение термов с поразительной точностью (1040 Мгц для водорода) [Бете (1947)].

Аналогичное блестящее совпадение теории с опытом было получено и в случае дейтерия и иона гелия. Определение смещения уровней в ионе $(\text{Li}^6)^{++}$ определялось в работе Фэна и др. (1965, 1967), а теоретический расчет этого смещения произвел Эрикссон (1965); согласие с экспериментом получилось весьма хорошее. А именно, для смещения уровней $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ в $(\text{Li}^6)^{++}$ имеем:

$$\begin{array}{c} 62739 \pm 47,1 \text{ Мгц (теория)} \\ \text{и} \\ 63031 \pm 32,7 \text{ Мгц (эксперимент)}. \end{array}$$

*) См., например, § 44 в монографии Шиффа (1957); а именно, с точностью до аддитивной постоянной mc^2 энергетические уровни тонкой структуры атома водорода равны

$$\mathcal{E}_{nj} \approx - \frac{\hbar R}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right],$$

где R — постоянная Ридберга, n — главное квантовое число, а константа тонкой структуры α дается формулой (4.1).

Эффект смещений термов электрона в атоме имеет очень простое наглядное толкование, на которое указал Велтон (1948). Электрон атома находится во внешнем поле ядра $V(r)$ (r — расстояние от ядра). В силу нулевых колебаний электромагнитного поля электрон будет испытывать своего рода «броуновские» смещения Δr , и поэтому поле, действующее на электрон, в атоме надо брать не в точке r , а в точке $r + \Delta r$. Разлагая потенциал $V(r + \Delta r)$ в ряд по степеням малого смещения Δr и ограничиваясь членами не выше квадратичных, получаем добавочное изменение средней потенциальной энергии электрона в атоме, которое и следует отождествлять с наблюдаемым смещением термов.

Аппелквист и Бродский (1970) на примере водородоподобных атомов провели расчет и детальное сравнение теоретических расчетов (с точностью до радиационных поправок четвертого порядка $\approx \alpha^2(Z\alpha)^4 mc^2/n^3$) с результатами более поздних экспериментальных исследований. Авторы отмечают, что по какой-то иронии единственным случаем, когда проверка с позиций современной квантовой электродинамики приводит к серьезным расхождениям между теорией и опытом, являются значения лэмб-ризерфордских смещений для переходов $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ и $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$ в атомах водорода (H^1) и дейтерия (H^2). Результаты сравнений приведены в табл. 4.1, там же указаны литературные источники. Из таблицы видно, что имеет место тенденция к лучшему согласию теории и опыта.

В связи с проблемой сравнения опытных данных по измерению лэмбовского смещения с квантово-электродинамическими расчетами обращаем внимание на очень интересную работу Левенталя и Мурника (1970). В этой работе определялось смещение Лэмба для водородоподобных пятикратно ионизованных атомов углерода $^{12}C^{5+}$. Интерес этой работы заключается в том, что измерение смещения Лэмба в водородоподобных атомах с большим зарядом ядра Ze позволяет провести решающую экспериментальную проверку современных представлений о виртуальных радиационных процессах, связанных с электронными и фотонными полями.

Дело в том, что эти процессы (т. е. излучение и реабсорбция виртуальных фотонов электроном, связанным на орбите атома), приводящие к смещению Лэмба, подвержены сильному влиянию со стороны внешнего кулоновского поля заряда ядра. Именно поэтому экспериментальная

Лэмб-ризерфордское смещение $\Delta\nu$ для перехода $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$ в водородоподобных атомах (в МГц)

Таблица 4.1

Сравнение экспериментальных значений $\Delta\nu_{\text{эксп}}$ со старыми теоретическими значениями $\Delta\nu_{\text{теор}}$ и новыми значениями $\Delta\nu_{\text{теор}}$ по данным работы Аппельквиста и Бродского (1970)

Атом	$\Delta\nu_{\text{эксп}}$	Источник	$\Delta\nu_{\text{теор}}$	$\Delta\nu_{\text{эксп}} - \Delta\nu_{\text{теор}}$	$\Delta\nu_{\text{теор}}$	$\Delta\nu_{\text{эксп}} - \Delta\nu_{\text{теор}}$
$\text{H}^1 (n=2)$	$1057,77 \pm 0,06$	Трибвассер и др. (1953)	$1057,56 \pm 0,09$	$0,24 \pm 0,07$	$1057,91 \pm 0,16$	$-0,14 \pm 0,08$
	$1057,90 \pm 0,06$	Робиско (1969)		$0,34 \pm 0,07$		$-0,04 \pm 0,08$
	$1057,65 \pm 0,05$	Кауфман и др. (1969)		$0,09 \pm 0,06$		$-0,26 \pm 0,07$
	$1057,78 \pm 0,07$	Схин и др. (1969)		$0,22 \pm 0,08$		$-0,13 \pm 0,09$
	$1057,86 \pm 0,06$	Форбургер, Косенс (1969)		$0,30 \pm 0,07$		$-0,05 \pm 0,08$
$\text{H}^2 (n=2)$	$1059,00 \pm 0,06$	Трибвассер и др. (1953)	$1058,82 \pm 0,15$	$0,18 \pm 0,15$	$1059,17 \pm 0,22$	$-0,17 \pm 0,09$
	$1059,28 \pm 0,06$	Косенс (1969)		$0,46 \pm 0,08$		$+0,11 \pm 0,09$
$\text{He}^+ (n=2)$	$14040,2 \pm 1,8$	Лигуорт, Новик (1957)	$14038,9 \pm 4,1$	$1,3 \pm 2,2$	$14044 \pm 5,2$	$-4,3 \pm 2,5$
	$14045,4 \pm 1,2$	Нарасинхам (1968)		$6,5 \pm 1,8$		$1,0 \pm 2,1$

Таблица 4.1 (продолжение)

Атом	$\Delta\nu_{\text{эксп}}$	Источник	$\Delta\nu_{\text{теор}}$	$\Delta\nu_{\text{эксп}} - \Delta\nu_{\text{теор}}$	$\Delta\nu_{\text{теор}}$	$\Delta\nu_{\text{эксп}} - \Delta\nu_{\text{теор}}$
• $\text{He}^+ (n = 3)$	4182,4 $\pm$ 1,0 4184,0 $\pm$ 0,6	Матер, Левентал (1968) То же	4182,7 $\pm$ 1,2	-0,3 $\pm$ 1,1 1,3 $\pm$ 0,7	4184,4 $\pm$ 1,5	-2,0 $\pm$ 1,1 -0,4 $\pm$ 0,8
$\text{He}^+ (n = 4)$	1776,0 $\pm$ 7,5 1768,0 $\pm$ 5,0	Хатфилд, Хьюгес (1968) Джекобс и др. (1969)	1768,3 $\pm$ 0,5	-2,3 $\pm$ 7,5 -0,3 $\pm$ 5,0	1769,0 $\pm$ 0,6	-3,0 $\pm$ 7,5 -2,0 $\pm$ 5,0
$\text{Li}^{++} (n = 2)$	63031,0 $\pm$ 327,0	Фэн и др. (1967)	62743,0 $\pm$ 45,0	288,0 $\pm$ 333,0	62771,0 $\pm$ 50,0	260,0 $\pm$ 333,0

проверка теории для систем, у которых величина Z заметно отлична от единицы, представляет особый интерес. Для случая иона углерода $^{12}\text{C}^{5+}$ ($Z = 6$) авторы нашли, что смещение Лэмба равно $744 \cdot 10^3 \text{ Мгц}$, в то время как теория предсказывает [см., например, Appelquist и Бродский (1970)] величину $738 \cdot 10^3 \text{ Мгц}$. Это различие превышает все возможные ошибки эксперимента. Поэтому авторы рассматривают это расхождение между экспериментальным и теоретическим значениями смещения как указание на еще не учтенные эффекты в радиационных поправках.

Дальнейшие уточнения расчетов лэмбовского смещения можно найти в работах Нарасимхама и Штроботна (1971), Буллоу и Чаудри (1971), Левенталья и др. (1972), Лоуренса и др. (1972), Бартона (1972), Кугеля и др. (1972).

2.2. Поправки к магнитному моменту электрона

При разработке релятивистской теории эффекта смещения термов было также вычислено добавочное изменение *магнитного момента* электрона [Швингер (1948, 1949)] *). В выражении добавочной энергии (обуславливающей смещение термов) в случае наличия внешних магнитных и электрических полей появляется дополнительный член, который указывает на то, что магнитный момент электрона μ_e отличен от магнетона Бора μ_B (1.2а); а именно, было найдено, что

$$\mu_e = \mu_B \left(1 + \frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \right) = \mu_B \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} \right). \quad (4.5)$$

Если в правую часть (4.5) вместо α подставить его численное значение (4.1), то получим:

$$\mu_e = \mu_B [1 + 0,0011591383(31)]. \quad (4.6)$$

При этом следует отметить, что получение формулы (4.5) не связано с трудностями с бесконечной массой электрона, и поэтому она вполне однозначна. Для получения ее достаточно вычислить разность между энергиями двух систем: *первой*, помещенной в слабое магнитное поле и состоящей из заполненных уровней с отрицательной

*) Эта работа была сделана после соответствующей экспериментальной работы Нафе и др. (1947), где было обнаружено, что $\mu_e \neq \mu_B$ (см. ниже), а также после высказывания качественных сообщений Брейтом (1947, 1948а, 1948б).

энергией и одного электрона, находящегося на уровне с положительной энергией, и *второй*, состоящей из одних только электронов, заполняющих уровни с отрицательной энергией в том же поле. Вычисления с точностью до членов, линейных относительно поля [Латтинджер (1948)], и дают конечный результат (4.5).

Понятия электронного спина и его магнитного момента лишены наглядности, поэтому невозможно качественно описать эффект изменения величины последнего, возникающий благодаря взаимодействию с полем излучения, как это было сделано выше для объяснения лэмб-ризерфордовского смещения энергетических уровней. Некоторое разъяснение этого явления можно получить, если вспомнить [см. (2.3) — (2.8)], что спиновый магнитный момент электрона является результатом «круговых токов» с радиусом элементарного контура порядка $\hbar/mc$. Нулевые флуктуации электромагнитного поля в некоторой степени влияют на эти токи, создавая в свою очередь флуктуацию тока, индуцированного в «вакууме» (в состояниях с отрицательной энергией). Это взаимодействие и приводит к небольшому изменению магнитного момента, предсказываемому теорией.

Экспериментально аномалия магнитного момента электрона (4.5) была обнаружена с помощью магнитного резонансного метода [см. гл. 3 и Нафе и др. (1947)] при исследовании эффекта Зеемана в водороде и дейтерии. Этот метод дает возможность определить величину сверхтонкого расщепления энергетических уровней в электронных оболочках атомов водорода и дейтерия, путем экстраполяции к нулевому магнитному полю, на основании измерения резонансной частоты для нескольких переходов. Если вычислить эффективное поле $H_{эл}$ в (3.24), то теория дает для сверхтонкого расщепления уровней (в частотах):

$$\Delta\nu = \frac{4}{3} \frac{2I+1}{I} \mu_N \mu_e |\psi(0)|^2, \quad (4.7)$$

где I — спиновое квантовое число, равное $1/2$ для ядра водорода и 1 — для ядра дейтерия, μ_N — магнитный момент ядра, $\psi(0)$ — нерелятивистская волновая функция электрона в центре атома. Опыт показал, что формула (4.7) не согласуется с наблюдаемыми значениями, если вместо μ_e подставить обычное значение μ_B для $\Delta\nu_{H_1}$ и $\Delta\nu_{H_2}$. В табл. 4.2 приведено сравнение опытных и теоретических значений частот [по Нафе и др. (1947)].

Сравнение опытных и теоретических значений частот
сверхтонкой структуры

СТС расщеп- ление	Опыт (в МГц)	Теория *) (в МГц)	Отношение опытного значения к теоре- тическому
$\Delta\nu_{H^1}$	$1421,3 \pm 0,2$	$1416,90 \pm 0,54$	$1,00242 \pm 0,0004$
$\Delta\nu_{H^2}$	$327,37 \pm 0,03$	$326,53 \pm 0,16$	$1,00262 \pm 0,0003$

*) Ошибки связаны с неточностями определения постоянных, входящих в формулу (4.7).

Если мы захотим вычислить из опытных данных для $\Delta\nu_{H^1}$ и $\Delta\nu_{H^2}$ магнитный момент электрона, считая справедливой формулу (4.7), но принимая, что $\mu_e \neq \mu_N$, то необходимо учесть, что в действительности при экспериментальном определении магнитного момента атомных ядер по методу радиочастотной магнитной спектроскопии на молекулярных пучках измеряется отношение магнитного момента ядра к магнитному моменту электрона. Это следует из того, что постоянное магнитное поле в подобных экспериментальных установках калибруется по измерению тонкой структуры, а при вычислении величины напряженности поля из наблюдаемого расщепления пользуются значением магнитного момента электрона. В силу этого для удобства практического использования формулы (4.7) ее можно представить в следующем виде:

$$\Delta\nu = \frac{4}{3} \frac{2I+1}{I} \mu_e^2 \frac{\mu_N}{\mu_e} |\psi(0)|^2. \quad (4.8)$$

Заменяя μ_e по (4.5), находим отношение опытного значения $\Delta\nu_{\text{опыт}}$ к теоретическому $\Delta\nu_{\text{теор}}$:

$$\frac{\Delta\nu_{\text{опыт}}}{\Delta\nu_{\text{теор}}} = 1 + 2 \frac{\alpha}{2\pi}. \quad (4.9)$$

Из сравнения значений последнего столбца табл. 4.2 видно, что

$$\left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)_{H^1} = 0,00121(20) \quad \text{и} \quad \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)_{H^2} = 0,00131(15). \quad (4.10)$$

Сопоставляя полученные значения для отношения $\alpha/2\pi$ в (4.10) с его теоретическим значением из (4.5) — (4.6), находим превосходное согласие.

Кроме атома водорода и дейтерия, аномалия электронного магнитного момента была обнаружена и при радиоспектроскопических исследованиях других атомов. Так, например, Куш и Фоли (1948) определили магнитный момент электрона в одновалентных атомах натрия, индия и галлия, используя результаты опытов по зеемановскому расщеплению спектральных линий в слабых магнитных полях обычным магнитно-резонансным методом.

Определение абсолютного значения магнитного момента с точностью (0,005%), необходимой для того, чтобы уловить аномалию, к сожалению, пока недостижимо из-за трудностей точного измерения магнитного поля. Для того чтобы избежать этих измерений, можно прибегнуть к дифференциальному методу, определяя отношения зеемановских расщеплений в двух различных состояниях одного и того же атома или в двух состояниях различных атомов. Из этих отношений можно найти разность отклонений гиромангнитных отношений орбитального момента от единицы и электронного момента от двух (из опытного отношения факторов Ланде двух состояний). Действительно, отношение значений g_J двух атомных состояний в одинаковых или различных атомах равно, в силу (2.21), если предположить, что g_L и g_S не зависят от состояния атома:

$$\frac{g_{J_1}}{g_{J_2}} = \frac{g_L \alpha_{L_1} + g_S \alpha_{S_1}}{g_L \alpha_{L_2} + g_S \alpha_{S_2}}. \quad (4.11)$$

Если g_L и g_S отличаются от обычных значений на небольшие величины,

$$g_S = 2(1 + \delta_S), \quad g_L = 1 + \delta_L,$$

то вместо (4.11) будем иметь:

$$\frac{g_{J_1}}{g_{J_2}} = \frac{2\alpha_{S_1} + \alpha_{L_1}}{2\alpha_{S_2} + \alpha_{L_2}} + 2 \frac{\alpha_{S_1}\alpha_{L_2} - \alpha_{L_1}\alpha_{S_2}}{(2\alpha_{S_2} + \alpha_{L_2})^2} (\delta_S - \delta_L). \quad (4.12)$$

Далее Куш и Фоли (1948) предполагают, что $\delta_L = 0$, т. е. $g_L = 1$, и поэтому считают, что измеренные значения отношений g_{J_1}/g_{J_2} могут дать величину отклонения δ_S , которая совпадает с $\alpha/2\pi$ из (4.6).

При этих теоретических расчетах предполагается, что имеет место рассел-саундерсовская связь. Однако авторы

показали, что все возможные поправки на отклонение от нее оказались пренебрежимо малыми.

Эксперимент был произведен чрезвычайно тщательно. Были учтены различные вторичные эффекты, такие как, например, изменение магнитного поля во времени, неоднородность поля и т. п.

В табл. 4.3 приведены результаты этих опытов Куша и Фоли (1948). В первом столбце указаны изучаемые термы

Таблица 4.3

Определение аномалий магнитного момента электрона

Изучаемое отношение (термы атомов)	Теоретические значения при $\mu_e = \mu_B$	Измеренное значение отношения	$\delta_S = \frac{\alpha}{2\pi}$
$\frac{g_J(^2P_{1/2}, \text{Ga})}{g_J(^2P_{1/2}, \text{Ga})}$	2	2 (1,00172 ± 0,00006)	0,00114 ± 0,00004
$\frac{g_J(^2S_{1/2}, \text{Na})}{g_J(^2P_{1/2}, \text{Ga})}$	3	3 (1,00242 ± 0,00006)	0,00121 ± 0,00003
$\frac{g_J(^2S_{1/2}, \text{Na})}{g_J(^2P_{1/2}, \text{In})}$	3	3 (1,00243 ± 0,00010)	0,00121 ± 0,00005
Среднее значение по трем измерениям: $\frac{\alpha}{2\pi} = 0,00119 \pm 0,00005$.			

атомов, во втором — значения соответствующего отношения (4.12) при условии, что $g_S = 2$ (или $\mu_e = \mu_B$), в третьем столбце приведены измеренные отношения с указанием их точности, и, наконец, в последнем столбце приводятся вычисленные значения поправки $\delta_S = \alpha/2\pi$. Из таблицы видно, что измеренные значения $\alpha/2\pi$ находятся в достаточно удовлетворительном согласии с теорией (4.6). Тот факт, что два последних опытных значения совпадают точно и отличаются от первого, вряд ли можно рассматривать как реальное расхождение, ибо оно пока лежит в пределах ошибки опыта.

Определение аномалии g -фактора электрона в атомах H^1 , H^3 и Rb^{85} было проведено в работе Баллинга и Пипкина (1965), а в атомах щелочных металлов Na^{23} , K^{39} , Rb^{87} и Cs^{133} — в работе Ван ден Боута и др. (19686).

Расхождения между теоретической формулой (4.6) и экспериментом для аномалий магнитного момента электрона заставили теоретиков учесть более высокие приближения теории возмущения до членов порядка α^2 , а экспериментаторов — еще более точно измерять момент. Теоретическое значение для g_s -фактора электрона с точностью до членов порядка α^2 впервые провели Карплюс и Кролл (1950), используя диаграммную технику Фейнмана [см. Шмарц и Улехла (1960)]. Затем эти расчеты исправили и уточнили Соммерфилд (1957, 1958) и Петерман (1957а, 1958а) и получили для g_s выражение:

$$\begin{aligned} g_s &= 2 \left[1 + A_1 \frac{\alpha}{\pi} + A_2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + A_3 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + \dots \right] \approx \\ &\approx 2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,32847897 \frac{\alpha^2}{\pi^2} \right) = \\ &= 2(1 + a) = 2 \cdot 1,001159639(3), \quad (4.13) \end{aligned}$$

где

$$A_1 = 1/2,$$

$$A_2 = \frac{197}{144} + \frac{1}{12} \pi^2 + \frac{3}{4} \zeta(3) - \frac{1}{2} \pi^2 \ln 2 \approx -0,32847897;$$

член с A_3 они не вычисляли (см. ниже).

Поскольку точное знание поправки порядка α^2 (и высших порядков) к нормальному магнитному моменту (μ_B) электрона имеет принципиально важное значение, ибо сравнение вычисленных теоретических значений с прецизионно измеренными может дать обоснование используемых в теории приемов перенормировки, а также поможет получить данные вообще о границах применимости современной квантовой электродинамики, то имеет смысл дальнейшее уточнение расчетов поправок к μ_B . В связи с этим Терентьев (1962), используя соотношения унитарности для матрицы рассеяния и дисперсионных соотношений для магнитного форм-фактора электрона [см. Боголюбов и др. (1958)], вычислил поправку порядка α^2 , которая совпала с данными упомянутых выше работ Соммерфильда (1957, 1958) и Петермана (1957а, 1958а), полученными другим методом.

Более точные измерения g -фактора электрона в опытах Куша и Фоли (1948) представляют собой комбинацию двух различных экспериментов: опыта по определению магнитного момента протона в единицах боровских магнетонов (μ_p/μ_B) и другого опыта по определению отношения маг-

нитного момента электрона к магнитному моменту протона (μ_e/μ_p). Произведение этих двух опытных результатов и дает нам искомый g -фактор для электрона.

Более точные данные приводятся в работах Либеса и Франкена (1959). Наконец, аналогичные измерения g -фактора были проведены другим способом Шуппом и др. (1961), которые использовали метод поляризации свободных электронов большой энергии ($\gtrsim 100$ кэв) и сравнивали частоту прецессии электронного спина в магнитном поле $\omega_1 = geH/2mc$ с «циклотронной» частотой орбитального движения электрона в том же поле $\omega_2 = eH/mc$. Численные данные этих двух экспериментов следующие:

$$g_s = 2 \cdot 1,001165(5) \text{ (Либес и Франкен, 1959),}$$

$$g_s = 2 \cdot 1,0011609(12) \text{ (Шупп и др., 1961).}$$

Весьма точные измерения g -фактора свободного электрона были проведены в классических опытах Уилкинсона и Крейна (1963), которые произвели прямое определение величины a из (4.13), измеряя разность между частотой спиновой прецессии электрона и его циклотронной частотой; они нашли:

$$a_{\text{эксп}} = 0,001159622(27) = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,327 \frac{\alpha^2}{\pi^2},$$

если принять, что $\alpha^{-1} = 137,03602$. Для теоретического же значения этой величины мы получаем:

$$a_{\text{теор}} = \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}.$$

Совсем недавно Рич (1968а, б) [см. также Генри и Сильвер (1969)] пересмотрел данные Уилкинсона и Крейна (1963), приняв во внимание ранее неучитываемые релятивистские поправки, а также более конкретно проведя анализ ошибок измерений. Эти уточнения дали

$$a_{\text{эксп}} = 0,001159549(30).$$

Наконец, в еще более поздней работе Уэсли и Рича (1970) [см. также работу Грангера и Форда (1972)] было найдено значение

$$a_{\text{эксп}} = (1159644 \pm 7) \cdot 10^{-9}. \quad (4.13a)$$

Учет поправок третьего порядка [$\approx (\alpha/\pi)^3$], требующий расчетов по теории возмущения до шестого порядка, был

проведен впервые в работе Дрелла и Паджелса (1965) на основе дисперсионной техники. Эти авторы нашли, что $A_3 \approx +0,15$. Позже Парсонс (1968) уточнил эти расчеты и получил $A_3 \approx +0,13$. Наконец, в работе Алдинса и др. (1970) было получено дальнейшее уточнение, которое дало

$$a_{\text{теор}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} - 0,32848 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 0,55 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3.$$

Заменяя $\alpha^{-1} = 137,03608 \pm 0,00026$, находим:

$$a_{\text{теор}} = 1159644 \cdot 10^{-9}. \quad (4.136)$$

Расхождение между опытным (4.13а) и теоретическим (4.136) значениями столь незначительно, что можно говорить о блестящем совпадении.

В более поздней теоретической работе Левине и Райта (1971) был получен несколько иной результат, еще лучше согласующийся с экспериментом Уэсли и Рича (1970), а именно:

$$a_{\text{теор}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} - 0,32847 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1,49 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3.$$

Наконец, в еще более поздней экспериментальной работе Уэсли и Рича (1971) было проведено очень точное определение величины $a_{\text{эксп}}$, которая оказалась равной, в отличие от (4.13а):

$$a_{\text{эксп}} = (1159657,7 \pm 3,5) \cdot 10^{-9}.$$

Авторы считают, что разность

$$a_{\text{эксп}} - [0,5(\alpha/\pi) - 0,32848(\alpha/\pi)^2] = (1,68 \pm 0,33)(\alpha/\pi)^3$$

дает экспериментальное определение квантово-электродинамической поправки шестого порядка, современная теоретическая оценка которой по Левине и Райту (1971) равна $1,49 (\alpha/\pi)^3$, что находится в достаточно хорошем согласии с опытом. См. также более поздние теоретические работы по вычислению радиационных поправок шестого порядка [Бродский и Киношита (1971); Калмет и Ператте (1971)], а также по другим аспектам теоретического и экспериментального определения аномального магнитного момента электрона и смещения Лэмба [Де Руйула и др. (1970), Киношита и Квитанович (1972)].

В связи со сравнением теории с экспериментом сделаем еще одно замечание. Дело в том, что, начиная с расчета Швингера (1948), рассматривалась часть энергии вакуум-

ного взаимодействия электрона, появляющаяся при наличии внешнего поля. При этом были получены линейные по вектору напряженности магнитного поля члены в нерелятивистском приближении. Используя теорию возмущения, были найдены члены первого ($\sim \alpha$), второго ($\sim \alpha^2$) и третьего ($\sim \alpha^3$) порядков. Однако еще в одной из первых работ по этому вопросу Гупта (1949) в первом порядке теории возмущения по параметру α учел не только линейный, но и высшие члены разложения по безразмерному параметру поля a^{-1} . Здесь $a = H_0/2H$ и $H_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4,41 \cdot 10^{13}$ э — некоторое критическое поле (см. ниже формулу (6.2), там же объяснен физический смысл этого поля). Поэтому, в связи с прогрессом в измерениях, имеет смысл более точно учесть зависимость поправок от поля.

Такой расчет был проведен в работе Тернова и др. (1968) [см. также работу О'Коннелла (1968)]. Они нашли, что аномальный магнитный момент электрона, движущегося в постоянном и однородном магнитном поле, уже в первом порядке по постоянной тонкой структуры α является сложной функцией поля и энергии частицы. Авторы получили формулу

$$\frac{|\mu_e - \mu_B|}{\mu_B} = \frac{\alpha}{2\pi} f(n, a),$$

где f — сложная функция энергии электрона (n — главное квантовое число) и параметра $a = H_0/2H$. В слабых полях ($a \ll 1$) и при энергиях с $n \ll a^3$ функция $f(n, a) \rightarrow 1$, т. е. имеет место обычный результат в линейном приближении по α . Однако для больших энергий ($n \gg a^3$) даже в слабом поле ($a \ll 1$) величина аномального момента резко убывает с энергией электрона. Например, при $n = 12a^3$ имеем $f \approx 0,53$.

Таким образом, даже в слабых полях аномальный (вакуумный) магнитный момент электрона сложно зависит от его энергии. Еще более существенные отличия от обычных результатов получены в предельном случае сильных полей ($a \rightarrow 0$) *). В частности, могут быть и такие ситуации, когда аномальный момент даже изменяет свой знак.

Любопытно отметить, что Арунасалам (1969), используя идею Бете (1947) по расчету лэмб-ризерфордовского

*) Авторы, ссылаясь на работу Гейзенберга и Эйлера (1936), указывают, что и в столь сильных магнитных полях ($\gg 10^{13}$ э) есть все основания считать справедливой современную квантовую электродинамику.

смещения и работы Латтинджера (1948) по расчету аномального магнитного момента, применил их к определению радиационных поправок к уровням Ландау, используя нерелятивистскую квантовую электродинамику. Он получил результаты, такие же как в работе Гупты (1949), с небольшим изменением численного фактора у члена, дающего зависимость аномального момента от величины внешнего магнитного поля.

В работе Чиу и др. (1968) [см. также О'Коннелл (1968)] рассмотрена квантовая теория электронного газа с учетом аномального магнитного момента электрона и в сильных магнитных полях. В ней использованы результаты работы Тернова и др. (1968) по вычислению энергетических уровней из решения уравнения Дирака — Паули. При этом получены выражения для плотности термодинамической энергии, плотности частиц, магнитного момента и плотности электрон-позитронных пар.

В заключение отметим, что в заметке Штробеля (1970) отмечено, что численно аномальные магнитные моменты электрона, протона и нейтрона оказываются весьма близкими друг к другу. Действительно, согласно (4.13б), (3.2) и (3.3) имеем:

$$\begin{aligned} \Delta\mu_e | &= \left[\frac{\alpha}{2\pi} - 0,328 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 0,55 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 \right] \mu_B = \\ &= 1159644 \cdot 10^{-9} \cdot 1836,109 \mu_{\text{нд}} \approx 2,129686206 \mu_{\text{нд}}, \quad (4.13в) \\ | \Delta\mu_p | &= 1,79267 \mu_{\text{нд}}, \quad | \Delta\mu_n | = 1,913148 \mu_{\text{нд}}. \end{aligned}$$

Указанное обстоятельство может иметь значение для будущих теоретических определений нуклоновых аномальных магнитных моментов.

2.3. Аномальный магнитный момент позитрона и позитрония

Несравненно в меньшей степени исследован вопрос об аномальном магнитном моменте позитрона. Впервые измерение аномалии g -фактора *свободного позитрона* было проведено в работе Рича и Крейна (1966). Они пользовались методом, очень похожим на метод работы Уилкинсона и Крейна (1963) для электронов, с тем лишь отличием, что отпадала необходимость в начальной поляризации частиц с помощью моттовского рассеяния, поскольку позитроны поляризуются уже при их излучении из источника радио-

активных ядер Co^{58} . Направление поляризации позитронов после их прохождения через магнитное поле в течение заданного времени определялось по обнаружению гамма-кванта, излучаемого при аннигиляции триплетного состояния позитрония, возникающего при остановке позитронов. При этом были получены величины константы a из формулы (4.13):

$$a(e^+) = 0,001168 \pm 0,000011 = \frac{\alpha}{2\pi} + (1,2 \pm 2) \frac{\alpha^2}{\pi^2}.$$

Сравнивая это значение с константой $a(e^-)$ из (4.13а), находим:

$$a(e^+) - a(e^-) = (9,0 \pm 5,5) \cdot 10^{-6}.$$

Более точные измерения Гиллеланда и Рича (1969) дали следующий результат:

$$a(e^+) = 0,0011602 \pm 0,0000011,$$

и для разности находим:

$$a(e^+) - a(e^-) = (6,0 \pm 5,5) \cdot 10^{-7}.$$

Можно в заключение констатировать, что электронный и позитронный g -факторы одинаковы. Точность их совпадения — 0,6 частей на миллион.

Наиболее точные измерения g -фактора позитрона провели Гиллеланд и Рич (1972).

Позитроний (см. выше, гл. 1) — связанное состояние электрона и позитрона — является идеальной системой для проверки справедливости квантовой электродинамики. Это связано, во-первых, с тем, что в этой системе нет «посторонних» частиц, например, нуклонов. Во-вторых, задача двух тел хорошо описывается уравнением Бете — Сольпитера (1951). Изучение позитрония также представляет интерес с точки зрения проверки этого уравнения.

Основной экспериментальной величиной, измеряемой на позитронии, является разность энергии между основным состоянием с главным квантовым числом $n = 1$ ортопозитрония (3S_1 -состояние) и парапозитрония (1S_0 -состояние). Эта энергетическая разность в рассматриваемой системе является расщеплением сверхтонкой структуры $\Delta\nu_{\text{стс}}$. Это расщепление вычислили Карплус и Клейн (1952) на основе уравнения Бете — Сольпитера. Первые эксперименты были проведены Дейчем и Броуном (1952),

Вайнштейном и др. (1954, 1955), а также Хьюзом и др. (1957). Однако наиболее точное определение было проведено в работе Терио и др. (1967), где было найдено значение

$$(\Delta\nu_{\text{стс}})_{\text{эксп}} = (2,03403 \pm 0,00012) \cdot 10^5 \text{ Мгц.}$$

Теоретически наиболее корректное вычисление $\Delta\nu_{\text{стс}}$ было проведено в работе Фултона и др. (1970), которые получили для теоретического выражения значение

$$(\Delta\nu_{\text{стс}})_{\text{теор}} = 2,03427 \cdot 10^5 \text{ Мгц.}$$

Отсюда видно, что в такой чисто квантово-электродинамической задаче, как позитроний, еще остается некоторая количественная неточность, требующая дальнейшей разработки теоретических вычислений и повышения точности эксперимента.

В заключение можно сказать, что открытие и последующее объяснение аномалии в величине спинового магнитного момента электрона и позитрона является новым блестящим подтверждением правильности современной квантовой электродинамики. О современном статусе квантовой электродинамики написан весьма обстоятельный обзор Бродского и Дрелла (1970), который мы горячо рекомендуем читателю. См. также обзор Фарлэва (1969).

§ 3. Аномальный магнитный момент мю-мезонов (мюонов) и мезоатомов

Выше мы упоминали, что квантовая электродинамика применима не только к электронам и позитронам и фотонам, но также и к μ -мезонам (мюонам) [см. обзор Дэвонса (1963а)]. Эти элементарные частицы были открыты Неддермейером и Андерсоном (1937) как основная составляющая жесткой компоненты космических лучей. Затем было показано, что мюоны рождаются при распаде пионов по схеме $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$, где ν — нейтрино.

Время жизни мюонов — всего лишь $2,21 \cdot 10^{-6}$ сек. Они распадаются на электрон или позитрон и два нейтрино: $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$. Масса мюонов несколько меньше массы пионов; наиболее точные оценки дают величину $m_\mu \approx (206,9 \pm 0,2) m_e$. Поскольку спин пиона равен нулю, а спин нейтрино равен $1/2$, то и у мюона спин равен $1/2$.

Из всей совокупности опытных фактов о поведении мюонов можно заключить, что они испытывают в основном слабые взаимодействия (типа тех, которые определяют β -распад радиоактивных ядер), а также электромагнитные взаимодействия и поэтому являются «тяжелыми электронами и позитронами», принадлежа, таким образом, к классу элементарных частиц *лептонов*. Сама причина существования таких тяжелых электронов пока является одной из самых больших загадок физики элементарных частиц.

Поскольку мюон является тяжелым электроном, то он должен подчиняться уравнению Дирака и поэтому обладать магнитным моментом, примерно в 207 раз меньшим магнетона Бора:

$$\mu_{\text{мез}} = \frac{e\hbar}{2m_{\mu}c} \approx \frac{1}{207} \mu_{\text{Б}}. \quad (4.14)$$

Точно так же, как в рассмотренном выше случае электрона, вследствие взаимодействия с нулевыми колебаниями электромагнитного вакуума магнитный момент мюона равен не мезонному магнетону $\mu_{\text{мез}}$ (4.14), а аномальному магнитному моменту.

По аналогии с формулой (4.13) получаем следующее теоретическое значение для аномалий g -фактора свободного положительного мюона и его античастицы — отрицательного мюона $a_{\mu}^{+} = a_{\mu}^{-} = (g_{\mu} - 2)/2$:

$$a_{\mu} = B_1 \frac{\alpha}{\pi} + B_2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + B_3 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + \dots \quad (4.15)$$

Если считать, что мюон взаимодействует с электромагнитным полем так же, как и электрон, то в силу независимости радиационных поправок второго порядка от массы частицы *) величина B_1 из (4.15) равна A_1 из (4.13), т. е.

$$B_1 = 1/2. \quad (4.16)$$

Точно так же радиационные поправки четвертого порядка будут содержать уже рассчитанный для электрона вклад, не зависящий от массы и равный $A_2 \approx -0,3285$. Кроме этого, для мюона излучаемые им виртуальные фотоны могут поляризовать вакуум с виртуальными электронно-позитронными парами. Этот вклад, зависящий от отношения масс мезона и электрона m_{μ}/m_e , был рассчитан

*) См., например, книгу Лифшица и Питаевского (1971), а именно § 115, стр. 82.

Элендом (1966а, б) [более ранние расчеты провели Суура и Вихман (1957) и Петерман (1957б, 1958б)] *) и имеет вид:

$$\frac{1}{8} \left\{ \ln \frac{m_\mu}{m_e} - \frac{25}{12} + \frac{3\pi^2}{4} \frac{m_e}{m_\mu} + \right. \\ \left. + 3 \left(3 - 4 \ln \frac{m_\mu}{m_e} \right) \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 + \mathcal{O} \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^3 \right\} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2. \quad (4.17)$$

Используя для отношения m_μ/m_e величину 206,769(3) [см. Тейлор и др. (1969)], имеем для вклада (4.17):

$$1,094261(4) \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2. \quad (4.18)$$

Добавляя к (4.18) величину A_2 из (4.13), находим окончательно:

$$B_2 = 0,76578. \quad (4.19)$$

Еще сложнее вычисляются радиационные поправки шестого порядка, определяющие коэффициент B_3 в формуле (4.15). Если ограничиться взаимодействием мюона с электроном и фотоном, то, как было показано в работах Киношита (1967, 1968), а также Лотрупа и де Рафаэля (1968, 1969), разность соответствующих поправок для мюона и электрона при $m_\mu/m_e = 206,769(3)$ имеет значение:

$$B_3 - A_3 \approx 2,819.$$

Таким образом, если воспользоваться значением $A_3 = 0,55$ из работы Алдинса и др. (1970), то

$$B_3' \approx 3,369. \quad (4.20)$$

Однако в этом выражении для B_3 не учтен вклад от процессов, связанных с поляризацией вакуума виртуальными частицами с сильным взаимодействием (адроны), например, пионными парами и т. п. Эти расчеты провели Киношита и Оакес (1967), Боукок (1968), Теразава (1968) и Гурдин и де Рафаэль (1969). Они привели к значению B_3'' :

$$B_3'' \approx 5,2. \quad (4.21)$$

Таким образом, суммарный коэффициент B_3 равен

$$B_3' + B_3'' \approx 8,87.$$

*) Для электрона имеет место аналогичный вклад от мюонных пар [см. Лотруп и де Рафаэль (1968, 1969)]. Однако он оказывается очень малым, $\sim 6,20 \cdot 10^{-7} (\alpha/\pi)^2$.

Выражение (4.15) окончательно принимает вид:

$$a_{\mu}^{\text{теор}} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) + 0,76578 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 8,87 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 \approx 0,001165652. \quad (4.22)$$

Наиболее точное экспериментальное определение $a_{\mu}^{\text{эксп}}$ было проведено группой исследователей в CERN [Бейли и др. (1968, 1971); см. также Генри и др. (1969), Хэг и др. (1970) и Хатчинсон и др. (1970)] и равно

$$a_{\mu}^{\text{эксп}} = 0,00116616(31). \quad (4.23)$$

Это значение берется средним по измерениям значений a_{μ}^{+} и a_{μ}^{-} , различие между которыми принимается как статистическая ошибка эксперимента, равная $(5,0 \pm 7,5) \cdot 10^{-7}$.

В принципе эксперимент по определению a_{μ} такой же, как и в работе Уилкинсона и Крейна (1963) по определению a_e . Однако в деталях они очень сильно различаются. Подробности можно узнать из указанных оригинальных работ, а также из более раннего исследования Чарпака и др. (1965). Между $a_{\mu}^{\text{эксп}}$ и $a_{\mu}^{\text{теор}}$ существует некоторое различие:

$$a_{\mu}^{\text{эксп}} - a_{\mu}^{\text{теор}} \approx 51 \cdot 10^{-8}.$$

Причины этого различия пока не выяснены. Есть лишь предположение, что они связаны с неточностями в вычислении коэффициента B_2 и особенно B_3 , а также в определении массы мюона.

Представляет интерес сравнить a_e с a_{μ} . Легко видеть, что для $\Delta a = a_{\mu} - a_e$ имеем:

$$\Delta a^{\text{теор}} \approx 601 \cdot 10^{-8}, \quad \Delta a^{\text{эксп}} \approx 661 \cdot 10^{-8}$$

и

$$\Delta a^{\text{эксп}} - \Delta a^{\text{теор}} \approx 60 \cdot 10^{-8}.$$

Таким образом, и здесь имеет место пока не объясненное различие.

Укажем еще более поздние работы по определению магнитного момента и g -фактора мю-мезона: Грайер и др. (1971), Линк и др. (1971), Питшманн и Штремницер (1971), Лотруп (1972), Брамон и др. (1972), Бейли и др. (1972).

Существенный интерес для проверки правильности квантовой электродинамики представляет изучение радиационных поправок для *мюония*, т. е. атома, состоящего из

положительного мюона и электрона и подобного во многих отношениях атому водорода (хотя время его жизни всего 2,2 сек!).

За более подробной информацией отсылаем читателей к обзору Тейлора и др. (1969), а также к работам: Хьюз и др. (1970); Джонсон и Соренсен (1970); Кампани (1970); Де Во и др. (1970); Калучи и Фурлан (1971); Брюэр и др. (1971); Фултон и др. (1971); Ченг и др. (1971); Клеланд и др. (1972); Эрлих и др. (1972); Джекив и Вейнбери (1972).

Большой интерес представляет также изучение магнитных свойств не только свободных мюонов и мюония, но также и *мю-мезоатомов*, т. е. отрицательных мюонов, связанных на атомной орбите около ядра. Хьюз и Телегди (1958) впервые указали, что магнитный момент мюона в мезоатоме должен отличаться от магнитного момента свободного мюона и что это различие должно зависеть от размеров ядра. Измерения магнитного момента мезона в мезоатоме действительно показали реальность указанного различия [Хатчинсон и др. (1961)]. В работе Форда и др. (1963) проведен подробный теоретический анализ различных поправок к аномальному магнитному моменту свободного мюона в мезоатоме, к которой мы и отсылаем читателя. Наиболее интересной является поправка, которая связана с тем, что «орбита» мюона может проходить внутри объема ядра и тем самым его магнитный момент может быть источником информации о внутренней структуре атомных ядер.

Можно ожидать, что уточнение теории и получение более подробных и прецизионных опытных данных о магнитных моментах свободных и связанных в мезоатомах мюонов будут давать все более ценные сведения как о природе самих мюонов, так и о природе атомных ядер, нуклонов и π -мезонов.

Некоторые общие вопросы аномальных магнитных моментов лептонов с квантово-электродинамической точки зрения рассмотрены в работах Джарлскаго (1971), Де Руйула и Лотрупа (1972), а также в детальных обзорных статьях Лотрупа и др. (1972) и Рича и Уесли (1972).

В заключение этого раздела обращаем внимание на обзор Ван Хова (1964), где автор отмечает, что хорошее согласие теории с опытом при определении аномальных моментов электронов является одним из триумфов квантовой электродинамики.

§ 4. Аномальные магнитные моменты нуклонов и других адронов

Более сложной является проблема объяснения магнитных свойств нуклонов и других элементарных частиц типа *адронов* *), для которых основным является не электромагнитное или слабое, а так называемое *сильное* или мезонное взаимодействие. Вместе с тем детальное изучение именно магнитных характеристик нуклонов и других элементарных частиц может дать нам весьма ценную информацию об их внутренней структуре. Не имея возможности во всех деталях останавливаться на этой интересной проблеме, рассмотрим несколько подробнее лишь вопрос об аномальном магнитном моменте нуклонов.

В рамках существующей несовершенной теории ядерных (мезонных) сил были проведены довольно многочисленные расчеты аномальных магнитных моментов нуклонов [см., например, обзор этих работ в гл. 46 монографии Бете и Гофмана (1957), том 2, стр. 350—361]. Однако, в связи с новыми экспериментальными данными по изучению электромагнитной структуры нуклонов, полученными из наблюдений поперечников рассеяния электронов большой энергии вплоть до 1300 *Мэв*, все эти расчеты в известном смысле потеряли свое значение. Единственное, что не потеряло своего смысла,— это идея о том, что аномальный магнитный момент нуклонов связан в основном с пионным облаком, окружающим центральную часть — *кери* нуклона. Именно упомянутые эксперименты по рассеянию быстрых электронов на нуклонах и дали непосредственное доказательство этих предположений.

4.1. Зарядовые и магнитные форм-факторы нуклонов

Из истории развития атомной физики хорошо известно, что структура атома и, в частности, само существование и размер ядра атома были открыты и измерены в знаменитых опытах Резерфорда [см., например, Шпольский (1963)], в которых атомы облучались быстрыми альфа-частицами и при этом определялись поперечники рассеяния этих частиц в зависимости от угла их рассеяния и их начальной энергии. Такой же метод был использован и для изучения внутренней структуры нуклонов.

*) Этот термин был введен Окунем (1962).

В качестве наиболее удобных рассеиваемых частиц в этом случае были выбраны электроны. Это обусловлено тем, что между электроном и нуклонами действуют в основном только электромагнитные силы. Теория этих взаимодействий достаточно хорошо разработана. Поэтому имеются все основания надеяться получить из наблюдаемых поперечников рассеяния быстрых электронов на нуклонах вполне определенные сведения о внутренней структуре последних.

Как известно из теории рассеяния, например, пучка электронов или рентгеновских лучей электронами атомных оболочек, рассеяние частиц по углам определяется так называемым атомным фактором рассеяния или *форм-фактором* $F(q)$. Общее выражение форм-фактора дается формулой вида:

$$F(q) = \int \rho(r) e^{i(qr)} dr, \quad (4.24)$$

где $\rho(r)$ — пространственная плотность рассеивающего заряда, r — радиус-вектор, отсчитываемый от центра рассеивающей системы, q — изменение волнового вектора рассеиваемой частицы, зависящее от начальной энергии падающей частицы и от угла рассеяния ϑ . Из формулы (4.24) видно, что плотность рассеивающего заряда $\rho(r)$ и форм-фактор $F(q)$ математически связаны простым преобразованием Фурье, поэтому, в принципе, определив из опыта $F(q)$, можно путем обращения преобразования Фурье найти и искомую плотность заряда, т. е. электромагнитную структуру рассеивающей системы. [Мы здесь не учитываем существенных усложнений, вносимых в определение форм-фактора в тех случаях, когда необходимо учитывать релятивистские поправки в движении очень быстрых рассеиваемых частиц, а также возможные изменения состояния «мишени» из-за эффекта отдачи; см., например, перевод монографии Дрелла и Захариязена (1962), замечания редактора В. С. Барашенкова.]

В случае нуклонов *) приходится иметь дело с двумя форм-факторами: F_1 , связанным с рассеянием на пространственном распределении электрического заряда нуклона $\rho_{эл}(r)$, и F_2 , связанным с пространственным распределе-

*) В настоящее время нет сколько-нибудь законченной электродинамики адронов. Поэтому форм-факторы для них нельзя вычислить и их приходится рассматривать чисто феноменологически [см., например, § 139 в книге Лифшица и Питаевского (1971)].

нием аномального магнитного момента нуклона $\rho_{\text{магн}}(r)$ (F_2 подобен магнитному форм-фактору, возникающему при рассеянии нейтронов на электронных оболочках атомов *). Пространственное же распределение нормального («дираковского») магнитного момента входит в «зарядовый» форм-фактор F_1 , поскольку, как отмечалось выше, по теории Дирака свободная частица испытывает своего рода «дрожание» (гл. 1). Если при этом у частицы имеется электрический заряд, то такое «дрожание» приводит к появлению кругового тока и связанного с ним магнитного момента. Очевидно, что плотность этого «дираковского» нормального момента непосредственно связана с плотностью электрического заряда. Наоборот, как уже отмечалось выше, аномальные магнитные моменты протона и нейтрона связаны с излучением виртуальных пионов, и поэтому плотность распределения этих моментов будет существенно отличаться от плотности дираковского магнитного момента.

Из (4.24) видно, что форм-фактор при $q = 0$, т. е. $F(0)$, сразу же дает нам суммарный заряд или суммарный аномальный магнитный момент, равные интегралу по всему пространству от плотности их распределения. Обычно выбирают следующую нормировку для этих величин:

$$F_{1p}(0) = F_{2p}(0) = F_{2n}(0) = 1 \text{ и } F_{1n}(0) = 0.$$

Выражение (4.24) можно также несколько преобразовать, если воспользоваться разложением стоящей под интегралом показательной функции $\exp[i(qr)]$ в ряд. После почленного интегрирования получаем, например, для первых двух неисчезающих членов разложения:

$$F(q) = 1 - \frac{\langle r \rangle^2 q^2}{6} + \dots \quad (4.25)$$

Здесь $\langle r \rangle$ — среднеквадратичный радиус рассеивающей системы.

Из (4.25) видно, что чем крупнее мишень, тем более резко уменьшается величина форм-фактора с ростом q^2 (т. е. угла рассеяния). Кроме того, из (4.25) также следует, что при точечном рассеивателе ($\langle r \rangle = 0$) форм-фактор постоянен. Точно так же с помощью электронов очень малых энергий, т. е. при очень малых q^2 , можно определять

*) Это, однако, не следует понимать в буквальном смысле в релятивистском пределе [см. по этому вопросу стр. 211—212 в книге Лифшица и Питаевского (1971)].

лишь суммарный заряд или суммарный магнитный момент нуклона. Только при более быстрых электронах появляется возможность определять пространственное распределение заряда и момента. Сначала находим средний квадратичный радиус этого распределения по второму члену в (4.25), а затем можно получить и более детальную информацию. Отсюда наглядно видна необходимость проведения опытов по рассеянию электронов возможно более высоких энергий.

Первые удачные опыты были выполнены в 1953—1956 гг. в США группой исследователей, руководимой Хофштадтером [см. подробную библиографию в его обзоре — Хофштадтер (1956), а также Дрелл (1957)]. Использовались электроны с энергиями до 600 Мэв. Электроны рассеивались на водородной или дейтериевой мишени и исследовались с помощью магнитного спектрометра. Эти опыты показали, что протон не является точечной частицей, а представляет собой систему с пространственным распределением электрического заряда и магнитного момента. Средние квадратичные радиусы $\langle r \rangle^2$ для этих обоих распределений очень близки и составляют величину порядка 0,8 ферми (1 ферми = 10^{-13} см — единица длины, удобная для измерений в ядерных и нуклонных масштабах).

Несколько труднее обстояло дело с определением нейтронных форм-факторов, поскольку невозможно технически изучать рассеяние электронов на свободных нейтронах, т. е. изготовить из них устойчивую мишень. Поэтому для определения магнитной структуры нейтрона пользуются более косвенными методами, чем в случае протонов. А именно, во-первых, исследуют неупругое (а также и упругое) рассеяние быстрых электронов на дейтронах и «вычитают» при этом все эффекты, обусловленные присутствием в этих ядрах протона. Во-вторых, используют процесс рождения π^+ -пиона при соударении электрона с протоном: $e + p \rightarrow e' + n + \pi^+$. В этом методе нет необходимости в процедуре вычитания рассеяния на протоне (как в случае рассеяния на дейтроне), а также появляется дополнительная возможность изучения электромагнитной структуры пионов.

Наконец, в работе Фридмана и др. (1960) был предложен новый метод измерения магнитной структуры нейтрона, в котором сравнивается упругое рассеяние электронов на дейтроне при больших и малых углах рассеяния. Оказывается, отношение этих поперечников рассеяния с боль-

шой точностью не зависит от конкретной модели дейтрона и дает отношение аномальных магнитных форм-факторов нейтрона и протона. Первые опыты показали, что распределение магнитного момента у нейтрона очень близко к распределению для протона, а плотность электрического заряда оказалась у нейтрона нулевой.

Дальнейший прогресс в экспериментах по изучению электромагнитной структуры нуклонов был достигнут в Стенфорде [см. Хофштадтер (1962)], когда удалось увеличить энергию рассеиваемых электронов до 900 Мэв, а в Корнельском университете (США) в группе, руководимой

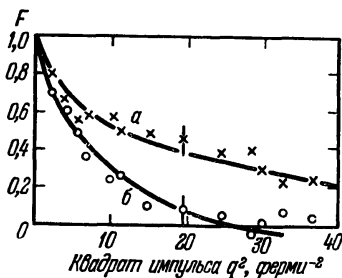


Рис. 4.1. Форм-факторы протона [по работе Олсона и др. (1961)]. *a* — форм-фактор распределения электрического заряда F_{1p} , *b* — форм-фактор распределения аномального магнитного момента F_{2p} .

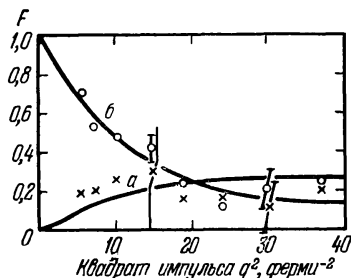


Рис. 4.2. Форм-факторы нейтрона [по работе Олсона и др. (1961)]. *a* — форм-фактор распределения электрического заряда F_{1n} , *b* — форм-фактор распределения аномального магнитного момента F_{2n} .

Вильсоном и др. (1960), — до 1300 Мэв. В этих опытах удалось промерить форм-факторы до значений $q^2 = 37 \text{ ферми}^{-2}$ и довести точность измерений до такой степени, что стало возможным определять детали распределения плотностей заряда и момента на длинах порядка 0,21 ферми, которые соизмеримы с комптоновской длиной волны нуклона $\hbar/Mc = 2,10308 \cdot 10^{-14} \text{ см}$.

На рис. 4.1 и 4.2 приведены соответственно кривые для протонных и нейтронных форм-факторов (электрических и магнитных) по данным работы Олсона и др. (1961), которые находятся в прекрасном согласии с результатами, полученными в Стенфорде *).

*) См., например, Хофштадтер и де Врикс (1961), Хофштадтер и Герман (1961), а также обзор Ханда и др. (1963).

Из кривых рис. 4.1 видно, что электрический и магнитный форм-факторы протона F_{1p} и F_{2p} отличаются друг от друга уже при малых углах рассеяния, поэтому средние квадратичные магнитный и электрический радиусы протона оказываются различными,

$$\langle r \rangle_{1p}^2 \neq \langle r \rangle_{2p}^2.$$

Ход кривой F_{1p} показывает, что ее начальный крутой спад соответствует заряженному пионному облаку большого радиуса ($\sim 0,75$ ферми). После значений $q^2 = 25$ ферми⁻² кривая F_{1p} почти не изменяется с ростом q^2 , что дает постоянную часть форм-фактора, соответствующую заряженному ядру протона очень малого диаметра. Последний можно оценить по наклону касательной к почти горизонтальному «хвосту» кривой F_{1p} . Это дает величину для размера ядра $\sim 0,2$ ферми. Пересечение этой касательной с осью ординат на графике рис. 4.1 позволяет определить долю электрического заряда протона, сосредоточенного в его ядре, — эта часть приближенно равна $0,35e$.

Анализ кривых форм-факторов для нейтрона (рис. 4.2) показывает, что наклоны начальных участков кривых магнитных форм-факторов у нейтрона F_{2n} и у протона F_{2p} различны, и поэтому у них различны среднеквадратичные радиусы. Кроме того, нейтронный магнитный форм-фактор F_{2n} не стремится к нулю, как это имеет место для протонного форм-фактора F_{2p} при больших углах рассеяния. Это указывает на то, что для распределения аномального магнитного момента нейтрона также должен существовать ядро.

Весьма любопытна кривая F_{1n} , из которой следует, что у нейтрона имеется отличная от нуля плотность заряда, но такая, что полный заряд и среднеквадратичный радиус его распределения равны нулю.

С помощью кривых рис. 4.1 и 4.2 можно попытаться определить пространственное распределение заряда и магнитного момента, используя формулу (4.24) для форм-фактора. Этого нельзя сделать точно из-за больших ошибок измерений и ограниченности экспериментальных кривых (со стороны больших энергий, т. е. больших углов рассеяния), а также из-за релятивистских поправок (см. замечание выше). Тем не менее качественно можно показать [Шоппер (1961)], что все четыре форм-фактора можно разбить на сумму трех парциальных форм-факторов — для ядра, для векторного и для скалярного мезонных

облаков:

$$F_{ij} = F_{ij}^{\text{кern}} \pm F_{ij}^{\text{вект. обл.}} + F_{ij}^{\text{скал. обл.}} \quad (i = 1, 2; j = p, n) \quad (4.26)$$

(в правой части у второго слагаемого знак плюс для протона, а знак минус для нейтрона.

Такое разбиение на *изоскалярное* облако и *изовекторное* облако тесно связано с опытным фактом зарядовой независимости ядерных сил и выражает собой тот факт, что протон и нейтрон — это просто два различных состояния одного и того же нуклона *). Каждому парциальному слагаемому форм-фактора можно сопоставить две основные характеристики: 1) вклад в полный заряд частицы и 2) средний квадратичный радиус. В целом здесь приходится производить довольно сложную подгонку, используя все, что известно об основных характеристиках нуклонов.

Результаты такого качественного описания электромагнитной структуры протона и нейтрона представлены соответственно на рис. 4.3 и 4.4, а также в табл. 4.4.

Из этих данных видно, что и протон, и нейтрон имеют керны (сердцевины) малых размеров (порядка 0,21 ферми), включающие в себя до 0,35% от полного заряда протона. В протоне ядро окружено внутренним изовекторным и наружным изоскалярным положительно заряженными мезонными облаками. В нейтроне внутреннее облако заряжено отрицательно. Наружное облако в протоне и нейтроне обладает очень малой плотностью заряда и большим среднеквадратичным радиусом — порядка 1,37 ферми.

Основная часть аномального магнитного момента нуклона сосредоточена во внутреннем изовекторном облаке со среднеквадратичным радиусом в 0,79 ферми (несколько большим, чем радиус зарядового облака — 0,75 ферми), причем для нейтрона эта плотность отрицательна, а для протона положительна. Плотность магнитного момента имеет также ядро, радиус которого пока еще не измерен. Кроме того, в распределение магнитного момента как для протона, так и для нейтрона положительный вклад дает

*) Мы не можем здесь углубляться в детали этого вопроса. Отметим лишь, что векторное облако можно связать с облаком виртуальных π -мезонов (с разным знаком у протона и нейтрона). Природа же скалярного облака не имеет столь простой интерпретации — оно связано с более сложными виртуальными процессами [см. Шонпер (1961)].

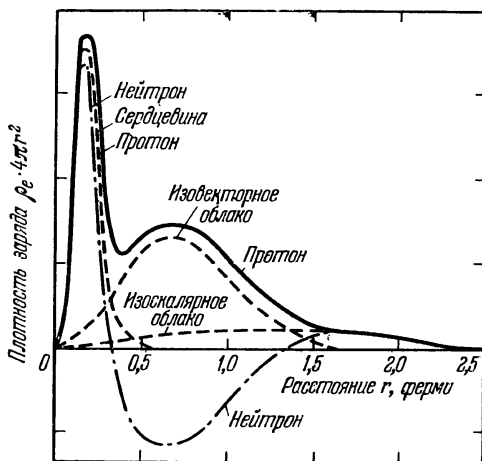


Рис. 4.3. Зависимость плотности электрического заряда $\rho_e(r) \cdot 4\pi r^2$ от расстояния r до центра нуклона. Сплошная кривая — для суммарного заряда протона, штрих-пунктирная — для нейтрона. Пунктирные кривые дают вклады изоскалярного и изовекторного облаков, а также сердцевин (для нейтрона плотность заряда изовекторного облака входит в суммарную плотность с отрицательным знаком). [Олсон и др. (1961).]

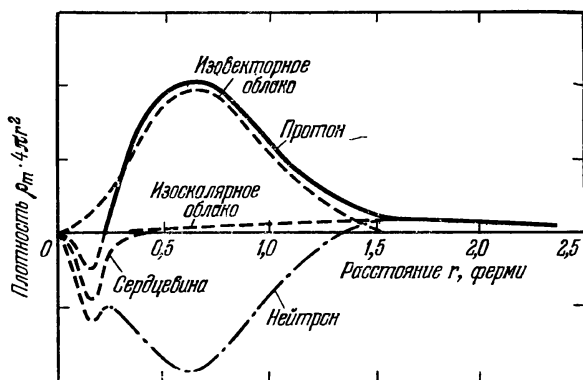


Рис. 4.4. Зависимость плотности аномального магнитного момента $\rho_m(r) \cdot 4\pi r^2$ от расстояния r до центра нуклона. Обозначения и знаки вкладов те же, что на рис. 4.3. [Олсон и др. (1961).]

Электрические заряды, магнитные моменты и среднеквадратичные радиусы ядер и мезонных облаков нуклона (протона и нейтрона) по Шопперу (1961)

	Ядро	Изоскалярное облако	Изовекторное облако
Электрический заряд (в долях заряда электрона e)	0,35	0,15	+0,50 для протона, —0,50 для нейтрона
Средний квадратичный радиус распределения электрического заряда (в ферми)	0,21	1,37	0,75
Аномальный магнитный момент (в паули)	—0,12	0,08	+1,0 для протона, —1,0 для нейтрона
Средний квадратичный радиус распределения аномального магнитного момента (в ферми)	?	1,24	0,79
1 ферми = 10^{-13} см; 1 паули = $\frac{1}{2} (\mu_p - \mu_n) = 1,85 \mu_{\text{яд.}}$			

изоскалярное облако с очень большим среднеквадратичным радиусом (порядка 1,24 ферми).

По-видимому, распределение изовекторного облака соответствует виртуальным пионам, о которых шла речь выше. Природа же ядра и наружного скалярного облака, а также ядра магнитного момента пока еще не очень понятна.

Можно надеяться, что дальнейшие эксперименты и развитие квантовой теории сильных (мезонных) взаимодействий позволят раскрыть физическую природу аномальных магнитных моментов, подобно тому как это было сделано в квантовой релятивистской теории Дирака для электрона и позитрона.

Измерения магнитных форм-факторов начали проводиться также и для сложных ядер, например, дейтрона [Голденберг и Шерф (1964)], ядер H^3 и He^3 [Далитц и Такер (1965), Адлер (1966)], а также для пиона — Герштейн и др. (1970а).

Теоретическая формула для поперечного рассеяния электрона на точечных нуклонах была получена Розенблуттом

(1950), который обобщил обычную формулу Мотта (1929, 1932), учтя, что протон имеет не только заряд ($+e$), но также дираковский и аномальный магнитный момент. Более подробно об этом можно прочесть в оригинальной работе Розенблута, а также в обзорных статьях [Шифф (1958), Бернштейн и Гольдбергер (1958), Хофштадтер и др. (1958), Хофштадтер (1962), Ханд и др. (1963)]. Дальнейшие экспериментальные определения форм-фактора нейтрона были проведены в работах Иериана и Хофштадтера (1958), Фридмана и др. (1960), Хофштадтера и др. (1961), Данинга и др. (1964), Штейна и др. (1966), форм-фактора протона — в работах Фрержака и др. (1964), Чена и др. (1966) Альбрехта и др. (1967).

Имеются также теоретические расчеты нуклонных форм-факторов в рамках теоретико-группового подхода и гипотезы кварков (см. ниже, § 4.3), а именно: Тейс (1962), Чан и др. (1966б), Анисович и др. (1967), Левингер (1967), Тунг-моу Ян (1968), Сикута и др. (1968), Шелест (1968), Мейер (1969), Синх (1972), Грисару и Висинеску (1972). Интересны также работы Турнера и др. (1969), Массамы и Зичичи (1969), Иенго и Ремидди (1969), Науэнберга (1970), Кочо и Салазара (1971), Элитцура (1971), Пфистера (1971). Обращаем внимание на дискуссию о дипольной природе электромагнитных форм-факторов протона и нейтрона между Хаммером и Вебером (1972), с одной стороны, и Гебелем (1972) и Хагеном и Сударшаном (1972), с другой.

Для объяснения всех деталей опытов по упругому и неупругому рассеянию быстрых электронов на протонах и нейтронах (нуклонах) Фейнман (1969) предложил новую теоретическую модель нуклона, согласно которой составными частями последнего являются некие точечные частицы — «партоны», на которых и происходит неупругое рассеяние электронов. Проведенный анализ экспериментальных данных не позволил отождествить партоны с пионами. Есть попытки установить «мост» между партонами и кварками (см. ниже о гипотезе кварков в § 4.3 этой главы). Однако пока в этой проблеме очень много неясного. В связи с этим вопросом рекомендуем ознакомиться с двумя обзорами: по экспериментальным вопросам — Кендала и Пановского (1971) и по теоретическим — Дрелла (1970). Интересны также работа Триона (1972) и работа Гольдберга и Сриваставы (1971), в которой модель кварков-партонов рассматривается в применении к проблеме электромагнитной разности масс.

4.2. Магнитные моменты адронов

Для дальнейшего развития теории магнитных свойств нуклонов представляет большой интерес как теоретическое, так и экспериментальное изучение магнитных моментов π - и K -мезонов, а также других элементарных частиц — гиперонов (Λ , Σ и Ξ) и резонансов *). Однако пока в этой области очень мало определенных экспериментальных результатов. Можно указать лишь на немногочисленные работы по измерению магнитного момента гиперонов Λ^0 , Σ^+ и Ξ^- .

В этих исследованиях Λ^0 -гипероны получают в реакции

$$\pi^- + p = \Lambda^0 + K^0 \quad \text{или} \quad \pi^+ + n = \Lambda^0 + K^+$$

(K^0 и K^+ — это K -мезоны), возникающей при облучении мишени, содержащей водород (например, полиэтиленовой), или мишени из бериллия (для получения нейтронов n) пучком π^- -пионов, создаваемых в протонном синхротроне. Поскольку спины Λ^0 -гиперонов поляризованы, то, пропуская их пучок через сильное магнитное поле, перпендикулярное к пучку, а затем рассматривая в камере распад $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$, из-за несохранения четности в этом распаде получаем известную асимметрию в угловом распределении пионов относительно спиновой поляризации. Отсюда уже находят направление спина Λ^0 -гиперона, а также величину и знак его магнитного момента.

Пока было проведено несколько подобных исследований. Из-за больших экспериментальных трудностей результаты сильно различаются и недостаточно точны.

Кул и др. (1962) с помощью реакции $\pi^+ + n = \Lambda^0 + K^+$ нашли, что $\mu_{\Lambda^0} = -1,5(5)\mu_{\text{яд}}$.

Кернан и др. (1963) с помощью реакции $\pi^- + p = \Lambda^0 + K^0$ (с мишенью LiH) нашли: $\mu_{\Lambda^0} = 0,0(6)\mu_{\text{яд}}$.

Андерсон и Крауфорд (1964) с помощью реакции $\pi^- + p = \Lambda^0 + K^0$ нашли: $\mu_{\Lambda^0} = -1,39(72)\mu_{\text{яд}}$.

Шарриер и др. (1965, 1966) с помощью реакции $\pi^- + p = \Lambda^0 + K^0$ (полиэтиленовая мишень) нашли: $\mu_{\Lambda^0} = -0,50(28)\mu_{\text{яд}}$.

Хилл и др. (1965) с помощью реакции $\pi^+ + n = \Lambda^0 + K^+$ находят величину $\mu_{\Lambda^0} = -0,77(27)\mu_{\text{яд}}$; в этой

*) Резонансами, или резонансными состояниями элементарных частиц, называют весьма короткоживущие (с временами жизни $\sim 10^{-22}$ сек) образования, возникающие при взаимодействии частиц.

же работе дается среднее значение по всем пяти исследованиям для магнитного момента Λ^0 -гиперона, равное [см. также Росселе (1965) и Шарриер (1969)]:

$$\mu_{\Lambda^0} = -0,73(17) \mu_{\text{яд}}.$$

В работе Шарриера (1969) на основе анализа этих же экспериментов подтверждено прежнее значение:

$$\mu_{\Lambda^0} = -0,50(28) \mu_{\text{яд}}.$$

В работе Баркова и др. (1971) получен предварительный результат:

$$\mu_{\Lambda^0} = \left(-0,67 \begin{smallmatrix} +0,31 \\ -0,37 \end{smallmatrix} \right) \mu_{\text{яд}}.$$

В работе Хилла и др. (1971) найдена величина

$$\mu_{\Lambda^0} = (-0,73 \pm 0,18) \mu_{\text{яд}}$$

и, наконец, в работе Даль-Иенсена и др. (1971) — величина

$$\mu_{\Lambda^0} = (-0,66 \pm 0,16) \mu_{\text{яд}}.$$

Опубликовано также пять работ по экспериментальному определению магнитного момента Σ^+ -гиперона. В работе Кука и др. (1966) Σ^+ -гипероны получались в реакции $\pi^+ + p = \Sigma^+ + K^+$ (пионы получались в беватроне и затем направлялись на полиэтиленовую мишень). Затем прецессия поляризованных Σ^+ -гиперонов в магнитном поле измерялась по наблюдению асимметричного распада $\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p$. В результате для магнитного момента была найдена величина

$$\mu_{\Sigma^+} = (1,5 \pm 1,1) \mu_{\text{яд}}.$$

В исследовании Сулливана и др. (1967) [см. также работу Макинтурффа и Руза (1964)] магнитный момент Σ^+ -гиперона определялся с использованием реакции $\gamma + p = \Sigma^+ + K^0$ и затем по распаду $\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p$. В итоге была получена величина

$$\mu_{\Sigma^+} = (3,0 \pm 1,2) \mu_{\text{яд}}.$$

В третьей работе, Котельчука и др. (1967), использовалась реакция $K^- + p = \Sigma^+ + \pi^-$. По мнению авторов, эта реакция оказывается предпочтительней пионной и фотонной реакций двух предыдущих работ, поскольку экзотермическая каонная реакция дает более высоко поляризованные Σ^+ -гипероны при меньших энергиях и больших лабораторных углах и имеет большее поперечное сечение

для рождения Σ^+ -частиц. В результате было найдено для магнитного момента $\mu_{\Sigma^+} = (3,5 \pm 1,5) \mu_{\text{яд}}$.

Среднее значение по работе Сулливана и др. (1967) и Котельчука и др. (1967) равно

$$\mu_{\Sigma^+} = (3,2 \pm 0,9) \mu_{\text{яд}}.$$

В четвертой работе, Комбе и др. (1968), магнитный момент μ_{Σ^+} измерялся по наблюдению прецессии вектора поляризации в импульсном магнитном поле. Поляризованные гипероны создавались в мишени жидкого водорода пучком π^+ -мезонов и затем наблюдался распад $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$. Результат измерений дал величину

$$\mu_{\Sigma^+} = (3,5 \pm 1,2) \mu_{\text{яд}}.$$

Наконец, в работе Маста и др. (1968) были приведены аналогичные измерения с помощью реакций $K^- + p = \Sigma^+ + \pi^-$ и $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$. Результат для магнитного момента равен

$$\mu_{\Sigma^+} = (2,1 \pm 1,0) \mu_{\text{яд}}.$$

Таким образом, среднее значение по всем пяти экспериментам с Σ^+ -гипероном оказалось равным

$$\mu_{\Sigma^+} = (2,6 \pm 0,5) \mu_{\text{яд}}. \quad (4.27)$$

Совсем недавно Алли и др. (1971) также измерили магнитный момент Σ^+ и нашли

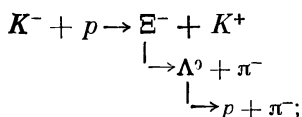
$$\mu_{\Sigma^+} = (2,7 \pm 1,0) \mu_{\text{яд}}.$$

В работе Уолша (1968) был также измерен магнитный момент Ξ^- -частицы, который оказался равным

$$\mu_{\Xi^-} = (-0,1 \pm 2,1) \mu_{\text{яд}}. \quad (4.28)$$

Это значение можно рассматривать лишь как весьма предварительное [см. Бингхэм и др. (1970)].

Более точно магнитный момент μ_{Ξ^-} измерили Кул и др. (1972), которые использовали для этого цепочку реакций между элементарными частицами:



они нашли:

$$\mu_{\Xi^-} = (-2,2 \pm 0,8) \mu_{\text{яд}}.$$

Некоторые косвенные сведения об электромагнитных моментах заряженных ρ -мезонов были получены в работ Глюка и Вагнера (1971), а в работе Ченга и Ву идет речь об аномальном магнитном моменте заряженных векторных бозонов [Ченг и Ву (1972)]; см. по этому вопросу также работу Чиа (1971).

4.3. Теоретико-групповой анализ структуры адронных мультиплетов и гипотеза кварков

Теория магнитных моментов адронов — элементарных частиц, связь между которыми осуществляется по сильно-му взаимодействию, — получила новые перспективы для своего развития в связи с появлением нового общего теоретико-группового подхода к систематике этих частиц [унитарная симметрия, «восьмеричный путь», группы $SU(3)$, $SU(6)$], который впервые предложили Гелл-Манн (1961, 1962) и Нееман (1961). Не останавливаясь на изложении деталей математического аппарата теоретико-группового метода [с его конкретным содержанием можно ознакомиться по ряду обзоров: Гелл-Манн и др. (1964); Смородинский (1964); де-Сварт (1963); Берестецкий (1965)], воспользуемся его изложением на более доступном для широкого читателя уровне, которое дают Гелл-Манн (1964) и независимо Цвейг (1964) и развивает в своем обзоре («для пешеходов») Я. Б. Зельдович (1965); последнему мы и будем в основном следовать ниже.

Для того чтобы воспользоваться этой схемой, напомним кратко о квантовых числах, определяющих состояние адронов.

Из опыта известно, что адроны могут иметь как положительный, так и отрицательный электрический заряд (например, $+e$ у протона p и $-e$ у отрицательного пиона π^-) или не иметь его вообще (например, нейтральные пион π^0 или гипероны Λ^0 , Σ^0 и т. д.). Адроны обладают также спином (у нуклонов p и n спин $1/2$, у пионов спин равен нулю, у ρ -мезонов спин 1 , у Ω -гиперонов спин $3/2$ и т. д.), а затем определенной четностью и массами покоя.

Среди адронов можно выделить группы частиц, имеющих ряд одинаковых (или почти одинаковых, с точностью до слабых или электромагнитных взаимодействий) свойств

(спин, четность, массу и одинаковое сильное взаимодействие), но обладающих различными электрическими зарядами. Это так называемые *зарядовые мультиплеты*: пара нуклонов p и n , триплет пионов π^+ , π^0 , π^- , триплет гиперонов Σ^+ , Σ^0 , Σ^- и т. д. Частицы внутри зарядового мультиплета рассматривают как различные зарядовые состояния одной и той же частицы, введя дополнительную зарядовую переменную и соответствующее ей квантовое число — *изотопический спин* I . Очевидно, что число частиц в зарядовом мультиплете будет равно $2I + 1$.

Далее, адроны делятся на две группы частиц: *барионы* и *мезоны*, по значению еще одного особого квантового числа — *барионного заряда* (или *барионного числа*), характеризующего сохранение числа барионов во всех известных реакциях. Нуклоны и гипероны (в том числе и резонансы) имеют барионный заряд $A = 1$, их античастицы, соответственно, имеют $A = -1$. Мезоны не имеют барионного заряда, т. е. для них $A = 0$.

Если ограничиться рассмотрением процессов, в которых можно пренебречь слабыми взаимодействиями, то для адронов можно указать еще два закона сохранения: 1) закон сохранения электрического заряда самих адронов (а не суммарного) Q и 2) закон сохранения *странности* S или *гиперзаряда* $Y = S + A$ *) (S может принимать значения $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$).

Следуя схеме Гелл-Манна и Цвейга, будем считать, что все адроны построены из трех еще более элементарных частиц — кварков u, d, s **). Свойства этих кварков приведены в табл. 4.5. Кроме них предполагается также существование *антикварков* $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ с противоположными знаками Q и A .

С помощью теоретико-групповых соображений [по восьмеричной схеме $SU(3)$] можно сгруппировать адроны

*) Если реакция идет лишь при участии одного сильного взаимодействия, то из двух реакций

$$\pi^+ + p = \Sigma^+ (S = -1) + K^+ (S = +1)$$

и

$$\pi^- + n = \Lambda^0 (S = -1) + K^- (S = -1)$$

возможна только первая, где сохраняется странность. Слабое взаимодействие может снять этот запрет и, например, допустить с малой вероятностью реакцию $\Lambda^0 (S = -1) = p + \pi^-$.

**) Кварк на русском языке — это что-то вроде «беса» («демон» Максвелла!).

Основные характеристики кварков

Тип кварка	Электрический заряд (в единицах e)	Странность	Барионное число	Спин
u	$+2/3$	0	$1/3$	$1/2$
d	$-1/3$	0	$1/3$	$1/2$
s	$-1/3$	-1	$1/3$	$1/2$

в супермультиплеты, например, барионный октет и барионный декуплет; эти супермультиплеты изображены соответственно на рис. 4.5 и 4.6, где приводится и их строение

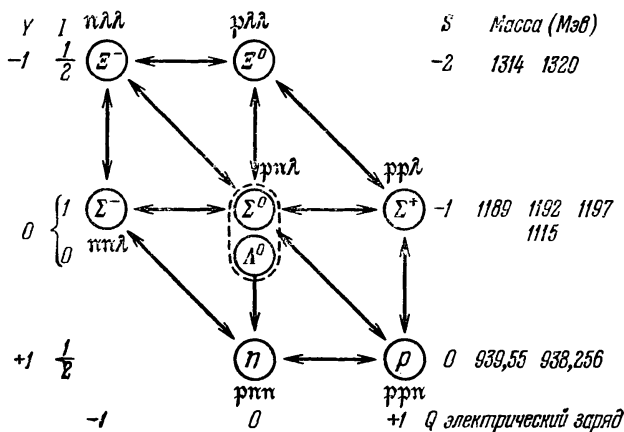


Рис. 4.5. Барионный октет: спин $1/2$, четность $+$, барионный заряд 1. Обозначения: Y — гиперзаряд, I — изотопический спин, S — странность; n , p , λ — кварки.

из кварков. Нижний ряд частиц в каждом супермультиплете имеет наименьшую массу, а верхний — наибольшую.

Основные характеристики некоторых адронов приведены в табл. 4.6.

Наиболее простой является схема барионного декуплета, поскольку из трех кварков u , d и s действительно можно получить только 10 различных комбинаций, приведенных на рис. 4.6. Далее, если предположить, что масса у кварков u и d примерно одинаковая, а масса у s -кварка на 146 МэВ больше, то тогда, как видно из рис. 4.5 и 4.6

и табл. 4.6, разность масс частиц в соседних строках октета и декуплета будет равна примерно этой величине. В частности, так была предсказана масса Ω^- -гиперона, равная 1675 Мэв, само существование которого было также предсказано теоретически и явилось триумфом теории унитарной симметрии [см., например, Фаулер и Сеймиос (1965)].

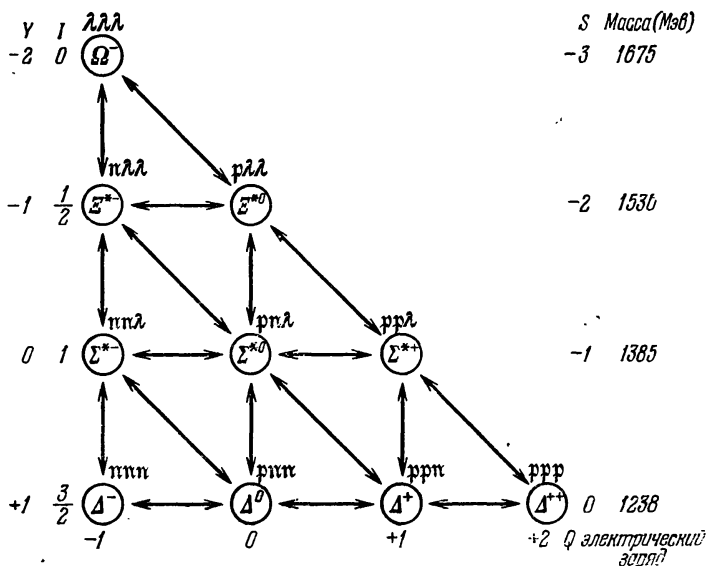


Рис. 4.6. Барионный декуплет: спин 3/2, четность +, барионный заряд 1. (n, p, λ — кварки.)

Далее, легко можно показать [см. стр. 306, 307 в обзоре Зельдовича (1965)], что в барионном октете со спином 1/2 отсутствуют комбинации ppp , nnn и $\lambda\lambda\lambda$ (по «углам») и есть удвоение состояния в центре для комбинации $p\lambda\lambda$.

Аналогично можно построить π -мезонный, ρ -мезонный и т. д. октеты. Поскольку у мезонов барионный заряд $A = 0$, то каждый мезон в простейшем случае строится из одного кварка и одного антикварка. Из трех кварков и трех антикварков можно составить девять таких комбинаций. Если при этом спины кварков антипараллельны, то получаем π -мезонный октет со спином 0, а если они параллельны, то получаем ρ -мезонный октет со спином 1. На рис. 4.7 в качестве примера приведен π -мезонный октет.

Основные характеристики адронов (барионов и мезонов)

Тип адрона	Спин	Четность	Масса (в Мэв)	Изоспин I и число элементарных частиц в зарядовом мультиплете	Гиперзаряд Y	Странность S
<i>Барионы</i>						
<i>n</i>	1/2	+	939	1/2 (2)	1	0
Λ	1/2	+	1115,4	0 (1)	0	-1
Σ	1/2	+	1193,2	1 (3)	0	-1
Ξ	1/2	+	1317,6	1/2 (2)	-1	-2
Δ	3/2	+	1236	3/2 (4)	1	0
Σ^*	3/2	+	1382	1 (3)	0	-1
Ξ^*	3/2	+	1529	1/2 (2)	-1	-2
Ω^-	3/2	+	1675	0 (1)	-2	-3
<i>Мезоны</i>						
π	0	-	138	1 (3)	0	0
<i>K</i>	0	-	496	1/2 (2)	1	1
η	0	-	549	0 (1)	0	0
<i>X</i>	0	-	959	0 (1)	0	0
ρ	1	-	765	1 (3)	0	0
ω	1	-	782	0 (1)	0	0
K^*	1	-	891	1/2 (2)	1	1
ϕ	1	-	1019,5	0 (1)	0	0

4.4. Определение магнитных моментов адронов по гипотезе кварков

Для нас наибольший интерес представляет определение магнитных моментов адронов.

В барионном декуплете магнитный момент каждого адрона равен просто сумме магнитных моментов трех кварков. Последние, очевидно (см., например, формулу (1.2) для $\mu_{\bar{u}}$), пропорциональны их зарядам:

$$\mu_p = \frac{2}{3} \mu_1, \quad \mu_n = -\frac{1}{3} \mu_1 \quad \text{и} \quad \mu_\Lambda = -\frac{1}{3} \mu_1, \quad (4.29)$$

где μ_1 — неизвестная пока величина. Из рис. 4.6 сразу находим:

$$\mu_{\Delta^{++}} = 2\mu_1, \quad \mu_{\Delta^+} = \mu_1, \quad \mu_{\Delta^0} = 0, \quad \mu_{\Delta^-} = -\mu_1, \quad \mu_{\Sigma^{*-}} = -\mu_1, \quad (4.30)$$

$$\mu_{\Sigma^{*0}} = 0, \quad \mu_{\Sigma^{*+}} = \mu_1, \quad \mu_{\Xi^{*-}} = -\mu_1, \quad \mu_{\Xi^{*0}} = 0, \quad \mu_{\Omega^-} = -\mu_1.$$

Отсюда видно, что в декуплете магнитный момент просто пропорционален заряду бариона.

Для того чтобы вычислить магнитные моменты адронов из барионного октета, рассмотрим сначала, чем отличаются, например, комбинация $\bar{p}pn$, дающая Δ^+ в декуплете

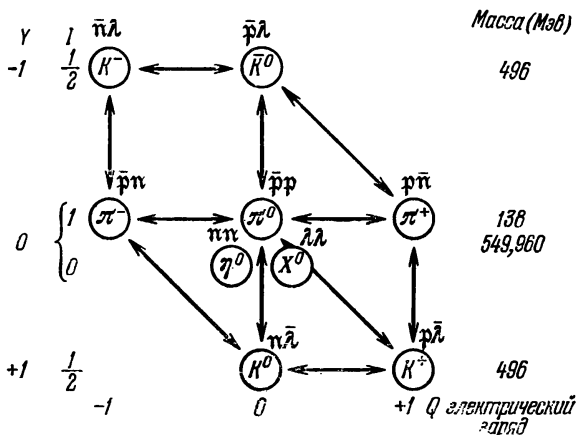


Рис. 4.7. π -мезонный октет: спин 0, четность —, барионный заряд 0. ($p, \bar{p}, \lambda$ — кварки, $\bar{p}, \bar{p}, \bar{\lambda}$ — антикварки.)

(рис. 4.6), и та же комбинация, дающая p в октете (рис. 4.5). В первом случае спиновое квантовое число $s = 3/2$ и состояние с проекцией спина $s_z = 3/2$, т. е. $\uparrow \uparrow \uparrow \uparrow$, является единственным. Состояний же с $s_z = +1/2$, т. е. $\uparrow \uparrow \downarrow \uparrow$ и $\uparrow \uparrow \uparrow \downarrow$, — два. Из них можно составить две комбинации. Одна из них соответствует частице Δ^+ со спином, отклоненным от оси z ($s = 3/2$ и $s_z = +1/2$). Вторая — это состояние с $s = 1/2$ и $s_z = +1/2$, т. е. протон p из октета. Суммарный орбитальный момент кварков считается при этом нулевым: $L = 0$.

Так же можно рассмотреть и все другие случаи.

Теперь, если мы возьмем опять резонанс Δ^+ из декуплета с $s_z = +3/2$ ($\uparrow \uparrow \uparrow \uparrow$) и переведем его в состояние

с $s_z = +1/2$, то вероятность получить при этом $u \uparrow u \downarrow d \uparrow$ вдвое превышает вероятность получения $u \uparrow u \uparrow d \downarrow$, поскольку кварков u два, а кварк d один, т. е. состояние Δ^+ с $s = 3/2$ и $s_z = +1/2$ можно представить так:

$$\frac{2}{3} \left(u \uparrow u \downarrow d \uparrow \right) + \frac{1}{3} \left(u \uparrow u \uparrow d \downarrow \right),$$

а соответствующая собственная функция будет:

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \left(u \uparrow u \downarrow d \uparrow \right) + \sqrt{\frac{1}{3}} \left(u \uparrow u \uparrow d \downarrow \right).$$

Волновая функция адрона из октета такого же состава uud ортогональна функции бариона из декуплета, т. е. равна

$$-\sqrt{\frac{1}{3}} \left(u \uparrow u \downarrow d \uparrow \right) + \sqrt{\frac{2}{3}} \left(u \uparrow u \uparrow d \downarrow \right).$$

Таким образом, вероятности здесь поменяются местами, и для протона p будем иметь:

$$\frac{1}{3} \left(u \uparrow u \downarrow d \uparrow \right) + \frac{2}{3} \left(u \uparrow u \uparrow d \downarrow \right).$$

Отсюда уже легче подсчитать магнитный момент протона:

$$\begin{aligned} \mu_p = & \frac{1}{3} \left(+\frac{2}{3}\mu_1 - \frac{2}{3}\mu_1 - \frac{1}{3}\mu_1 \right) + \\ & + \frac{2}{3} \left[+\frac{2}{3}\mu_1 + \frac{2}{3}\mu_1 - \left(-\frac{1}{3}\mu_1 \right) \right] = \mu_1. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Точно так же находим для нейтрона (с $s = 1/2$ и $s_z = +1/2$):

$$\frac{1}{3} \left(u \uparrow u \uparrow d \downarrow \right) + \frac{2}{3} \left(u \downarrow u \uparrow d \uparrow \right),$$

следовательно,

$$\begin{aligned} \mu_n = & \frac{1}{3} \left(+\frac{2}{3}\mu_1 - \frac{1}{3}\mu_1 + \frac{1}{3}\mu_1 \right) + \\ & + \frac{2}{3} \left(-\frac{2}{3}\mu_1 - \frac{1}{3}\mu_1 - \frac{1}{3}\mu_1 \right) = -\frac{2}{3}\mu_1. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Для отношения моментов из теории находим:

$$\left(\frac{\mu_n}{\mu_p} \right)_{\text{теор}} = -\frac{2}{3} \approx -0,667, \quad (4.33)$$

В то время как опыт (см. гл. 3) дает:

$$\left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{\text{опыт}} = -0,685. \quad (4.34)$$

Совпадение оказывается на удивление хорошее, с точностью до 2%. Это является одним из веских доводов, указывающих на разумность гипотезы кварков.

Весьма желательно было бы измерить магнитные моменты всех адронов, поскольку теория, как мы видели в (4.30), дает для них определенные предсказания. А именно, из (4.30), (4.31) и (4.32) и расчетов в рамках схемы $SU(3)$ имеем:

$$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p, \quad \mu_n = \frac{3}{2}\mu_{\Lambda^0} - \frac{1}{2}\mu_{\Sigma^0},$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Xi^-} = [\mu_p + \mu_n], \quad \mu_{\Xi^0} = \mu_n,$$

и если окажется справедливой модель кварков, то добавляются еще два соотношения:

$$\mu_{\Sigma^0} = \mu_{\Lambda^0}, \quad \mu_{\Lambda^0} = \mu_{\Sigma^-},$$

откуда следует:

$$\mu_n = 2\mu_{\Lambda^0} \quad \text{и} \quad -\mu_n = \mu_{\Sigma^+} + \mu_{\Sigma^-}.$$

Таким образом, все магнитные моменты можно выразить через моменты каких-нибудь двух адронов, например, μ_p и μ_n (или даже одного в рамках схемы $SU(6)$).

О проблеме магнитных моментов адронов см. также ниже в самом конце § 2 гл. 5 в связи с обсуждением взаимосвязи монополей Дирака с «магнитными» кварками.

Укажем некоторые теоретические работы по расчету магнитных моментов элементарных частиц.

Первая работа в этом направлении принадлежит Колеману и Глешоу (1961), в которой в рамках гипотезы кварков были впервые получены приведенные выше соотношения для магнитных моментов барионов.

В более ранней работе Маршака и др. (1957) было найдено соотношение

$$\mu_{\Sigma^0} = \frac{1}{2}(\mu_{\Sigma^+} + \mu_{\Sigma^-}),$$

которое не зависит от схемы унитарной симметрии Гелл-Манна, а является следствием лишь одной изоспиновой инвариантности.

В работе Окуня и Рудика (1960), которая лежит вне модели кварков, был приведен теоретический анализ возможностей непосредственного определения магнитного момента Σ^0 -гиперона из сравнения двух реакций распада:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + 2\gamma \quad \text{и} \quad \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma,$$

а не косвенным методом через определение моментов Σ^+ - и Σ^- -гиперонов и соотношения, найденного в работе Маршака и др. (1957).

В работе Оконова (1962) на основе опытных данных по созданию K^0 -мезона была дана оценка верхнего предела для его возможного магнитного момента: $\mu_{K^0} \lesssim 0,04 \mu_0$, где $\mu_0 = \hbar e / c M_{K^0}$.

Для читателей, специально интересующихся вопросом о магнитных моментах адронов, упомянем некоторые последующие работы, в которых в рамках схемы унитарной симметрии были получены соотношения между магнитными моментами адронов. Это работы: Кабиббо и Гатто (1961); Окубо (1962, 1963); Розен (1963); Бег и др. (1964); Рашид (1965); Бег и Паис (1965); Ахиезер и Рекало (1965); Рекало (1965); Харари (1965); Бабаев и др. (1965); Кадышевский и др. (1965); Паджелс (1965); Дрелл и Паджелс (1965); Мэттьюс (1965); Ньюитс, Штрауманн (1965); Матур и Пандит (1966а, б); Фубини и др. (1966); Райараман (1966); Гатто и др. (1966); Рубинштейн и др. (1967); Барут и др. (1968); Ченг и Паджелс (1968); Франклин (1968, 1969а, б); Матур и Мохapatра (1968); Джамес (1968); Кларк (1969б); Басьюни и Курдгелайдзе (1969); Нога (1969); Паттнайк (1969); Айдин и Барут (1969); Ачариа (1969); Редейя (1970); Амадия и Таха (1970); Токуда и Ойанаги (1970).

Что же касается определения моментов μ_p и μ_n (или одного из них, или момента кварка μ_1), то теория унитарной симметрии адронов на это не может дать ответа. Для этого необходима более глубокая микротеория сильного взаимодействия, которая пока не построена. Можно лишь утверждать, что определение магнитных свойств элементарных частиц имеет очень важное значение для построения последовательной микротеории адронов. Из теоретических работ по вычислению или оценкам отношения μ_n/μ_p можно упомянуть: Сакита (1964); Дрелл и Паджелс (1965); Моффат (1965); Кабиббо и Радикати (1966); Реннер (1966); Абарбанелла и др. (1966); Дрелл и Хирн (1966); Барретт (1968); Леверс и Камал (1968); Гелл и Лих-

тенберг (1969); Парашар (1969); Ино и Ионезава (1969); Адемолло и др. (1969); Вест (1970); Лове и Ранкин (1970).

Кроме магнитных моментов, также существенно электромагнитным свойством является различие масс между частицами внутри каждого зарядового мультиплета (у n и p , у π^+ , π^0 и π^- и т. п.).

Этот вопрос затрагивался попутно во многих статьях, упомянутых в этом разделе выше. Кроме того, ему посвящены теоретические работы Харари (1965), Рубинштейна (1966), Корнволла и Патила (1967), Тунг-моу Яна (1969), Броуна и др. (1969), Герштейна и др. (1970б).

Н. Н. Боголюбов и др. (1965) и Н. Н. Боголюбов (1966) показали, что магнитный момент дираковской частицы в сильном скалярном поле для связанного состояния может увеличиться и стать обратно пропорциональным не массе частицы, а энергии связанного состояния.

В последнее время начаты исследования по измерению магнитных моментов античастиц нуклонов. В частности, в работе Баттона и Маглика (1962) было проведено опытное определение магнитного момента антипротона с помощью определения асимметрии двойного рассеяния этих частиц в водородной пузырьковой камере. Эти измерения еще очень неточны. Они дали результат $\mu_{\bar{p}} = (-1,8 \pm 1,2) \mu_{\text{яд}}$ вместо значения $\mu_{\bar{p}} = -2,792 \mu_{\text{яд}}$, предсказываемого теорией [см. обзор Амальди (1961)].

В более поздней работе Фокса и др. (1972) были проведены более точные измерения магнитного момента антипротона. В этой работе (проведенной в Брукхевенской национальной лаборатории США) магнитный момент определялся путем измерения расщепления тонкой структуры в спектре рентгеновских лучей атомов, образованных антипротонами с ядрами свинца и урана-238. Поскольку тонкая структура (см., например, выше, гл. 2) обусловлена взаимодействием между магнитным моментом антипротона и кулоновским полем ядра, можно из наблюдаемого расщепления тонкой структуры $\Delta \mathcal{E}_{\text{тс}}$ определить магнитный момент антипротона, который, согласно СРТ-теореме, должен быть равен по величине и обратен по знаку магнитному моменту протона:

$$\mu_{\bar{p}} = -\mu_p = -\mu_{\text{яд}} - \Delta\mu_p,$$

где $-\Delta\mu_p = -1,792782(17) \mu_{\text{яд}}$. Измерения $\Delta \mathcal{E}_{\text{тс}}$ дали:

$$\Delta\mu_{\bar{p}} = (-1,83 \pm 0,10) \mu_{\text{яд}},$$

что хорошо согласуется с предсказанием СРТ-теоремы.

МАГНИТНЫЙ МОНОПОЛЬ *

Нет ничего слишком чудесного в том, что нечто оказывается верным, если оно согласуется с законами природы... Эксперимент — лучшее средство для установления такого соответствия.

М. Фарадей **)

§ 1. Вводные замечания

В физике уже давно установилось твердое представление о фиктивности магнитного заряда, о чисто вспомогательном характере этого понятия, хотя это понятие и было введено в науку еще на заре рождения науки об электромагнетизме по аналогии с понятием электрического заряда. Однако уже в знаменитой монографии Гильберта (1600 г.) «О магнитах» понятие магнитных зарядов не было поддержано. Решительный «удар» этому «незадачливому» представлению был нанесен знаменитой гипотезой Ампера, в которой единственным источником магнетизма, в том числе и для постоянных магнитов, признавался электрический ток.

Сам Максвелл (1873 г.), создатель уравнений электромагнитного поля, обладающих замечательными свойствами симметрии по отношению к электрическим и магнитным полям, санкционировал гипотезу Ампера для молекулярных токов, отказавшись даже от ограниченных представлений о магнитных зарядах в виде двух магнитных жидкостей, закрепленных в пределах каждой отдельной молекулы, отдав предпочтение идее внутримолекулярных токов, хотя в 70-х годах XIX столетия для них еще не было окончательных экспериментальных доказательств. Последние были получены после открытия ядерной структуры атома и спина электрона, которые превратили гипотезу Ампера в конкретную физическую констатацию экспериментальных фактов.

*) См. обзоры Ферми (1952), Дирака (1963), Дэвонса (1963б), Форда (1963), Кемпфера (1967), Колма (1968), Швингера (1969), Болотовского и Усачева (1970)

***) Цитируется по статье Швингера (1969).

Казалось, что понятию магнитного заряда навсегда осталась скромная роль чисто вспомогательной службы в науке. Однако Дирак (1931) с присущей ему смелостью мысли, вопреки устоявшемуся, господствующему представлению об отсутствии магнитного заряда в природе (элементарный квант магнетизма — магнетон Бора μ_B — и ядерный магнетон $\mu_{яд}$ суть магнитные моменты), выступил с реабилитацией этого понятия. При этом Дирак опирался на общие соображения симметрии, которые заложены в основных дифференциальных уравнениях Максвелла для электромагнитного поля, имеющих вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi\rho_e, & -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_e, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, & -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0. \end{aligned} \quad (5.1)$$

В первой строке уравнений (5.1) в правых частях мы имеем плотность электрического заряда ρ_e — источник электрического поля $\mathbf{E}$ и плотность электрического тока $\mathbf{j}_e$ — источник магнитного поля $\mathbf{B}$. Во второй строке (5.1) правые части равны нулю. Все было бы совершенно симметрично, если бы вместо нуля в первом уравнении второй строки соотношений (5.1) записать «плотность магнитных зарядов» $4\pi\rho_m$, а во втором — плотность их «магнитных токов» $\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_m$. В своей работе Дирак (1931) так писал: «Было бы удивительно, если бы природа не использовала эту возможность», т. е. в ней не существовал бы магнитный заряд.

С точки зрения классической теории электромагнитного поля, казалось бы, нет никаких возражений против установления симметрии путем введения величин ρ_m и $\mathbf{j}_m$. Однако, в связи с этим вопросом о симметрии уравнений Максвелла по отношению к электрическим и магнитным зарядам, можно привести слова Болотовского — автора добавления к переводу обзора Дэвонса (1963б): «Сам факт существования этой симметрии долгое время служил аргументом в пользу существования магнитных зарядов. Однако эту симметрию не удастся сохранить при формулировке вариационного принципа, из которого получались бы одновременно уравнения поля и уравнения движения частиц при одновременном „сосуществовании“

электрического и магнитного зарядов. Формулируя вариационный принцип, Дирак (1948) ввел для описания магнитного заряда некоторую нефизическую величину («нити». — С. В.), в которой нет необходимости, если речь идет об электрическом заряде. Такого вариационного принципа, в котором электрический и магнитный заряды были бы равноправны, до сих пор не сформулировано. Некоторые попытки формулировки такого принципа [Окулов (1964а)] скорее подчеркивают трудность задачи, чем служат ее разрешению. Эта трудность также может указывать на неполноту наших представлений о магнитном заряде. Возможно, что отсюда также следует некоторый запрет на существование монополей.

Из этого высказывания видно, что в проблеме магнитного заряда еще очень много незаконченного и неясного. Вместе с тем, из этой проблемы могут быть получены необычайно интересные экспериментальные практические выводы, поэтому она начинает за последние годы привлекать все большее внимание физиков — теоретиков и экспериментаторов.

§ 2. Квантование магнитных зарядов по Дираку

До сих пор мы ограничивались чисто классическим подходом к рассматриваемой проблеме. При переходе к квантовой теории возникает совершенно особая ситуация, которая и была уже рассмотрена в основополагающей работе Дирака (1931) «Квантовые сингулярности в электромагнитном поле». Не имея возможности изложить здесь содержание этой работы со всей строгостью, мы сделаем это в несколько упрощенной форме, предложенной в известных лекциях по атомной физике Ферми (1952).

Основной вывод указанной работы Дирака (1931) был весьма неожиданным: магнитный заряд монополя g оказывается квантованным, т. е. целым кратным некоторой минимальной величине. При этом Дирак получает соотношение, в которое входит также величина элементарного электрического заряда e :

$$g = n \frac{\hbar c}{2e} \quad (n — \text{любое целое число}). \quad (5.2)$$

Для того чтобы лучше понять соотношение (5.2), приведем три различных способа его вывода. Прежде всего

предположим, следуя Ферми (1952), что в некоторой точке P пространства помещен покоящийся магнитный заряд величиной g . Он является источником кулоновского магнитного поля

$$\mathbf{H} = \frac{g\mathbf{r}}{r^3} = -g \cdot \text{grad} \left(\frac{1}{r} \right), \quad (5.3)$$

как это имеет место для электрического поля $\mathbf{E}$ в случае электрического заряда e . Для такого магнитного поля, очевидно, его дивергенция не равна нулю, т. е. $\text{div } \mathbf{H} \neq 0$, из-за существования источника поля в точке P . Поле $\mathbf{H}$ можно выразить известным образом через вектор-потенциал $\mathbf{A}$:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (5.4)$$

где

$$\text{div } \mathbf{A} = 0. \quad (5.5)$$

Уравнения (5.4) и (5.5) полностью определяют вектор-потенциал $\mathbf{A}$. Однако для того, чтобы избежать явных вычислений, воспользуемся некоторой электрической аналогией.

Введем эквивалентную систему токов с плотностью $\mathbf{j}'$, создающих магнитное поле $\mathbf{H}'$, причем удовлетворяются уравнения

$$\text{div } \mathbf{H}' = 0, \quad \text{rot } \mathbf{H}' = 4\pi \mathbf{j}'. \quad (5.6)$$

Сравнивая (5.6) с (5.4) и (5.5), находим, что задача определения вектор-потенциала $\mathbf{A}$, создающего магнитное поле $\mathbf{H}$, математически эквивалентна задаче определения магнитного поля, создаваемого системой токов с плотностью $\mathbf{j}'$. Поскольку методы решения задачи по определению магнитного поля ($\mathbf{H}'$) по известному распределению тока ($\mathbf{j}'$) хорошо известны в электродинамике, то исходную задачу определения $\mathbf{A}$ по заданному $\mathbf{H}$ можно считать также в принципе решенной.

В рассматриваемом случае система токов $\mathbf{j}'$, исходящих из точки P , должна быть такой, чтобы на расстоянии r от источника g выполнялось равенство

$$4\pi \mathbf{j}' = \frac{g\mathbf{r}}{r^3}. \quad ? \quad (5.7)$$

Таким образом, из точки P , где расположен монополь, создающий стационарный магнитный поток, в эквивалентной задаче вытекает постоянный ток с плотностью $\mathbf{j}'$.

Последнее оказывается возможным, если к точке P непрерывно подводится электрический ток силы I с помощью проводящей «нити» произвольной формы. Ток I должен быть равным току, выходящему из точки P симметрично по всем направлениям. Это связано с тем, что в точке P имеем $\operatorname{div} \mathbf{H} \neq 0$, поэтому в эквивалентной задаче должно выполняться условие $\operatorname{div} \mathbf{j}' \neq 0$. В результате мы имеем, в силу (5.7):

$$I = \mathbf{j}' \cdot 4\pi r^2 = \frac{g}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = g. \quad (5.8)$$

Здесь $\mathbf{j}' \cdot 4\pi r^2$ — поток вектора $\mathbf{j}'$, вытекающий через замкнутую поверхность, окружающую точку P . В силу произвольности выбора «нити», подводящей в точку P ток I , выбор I можно произвести бесконечным числом способов, что дает бесконечное множество решений исходной задачи.

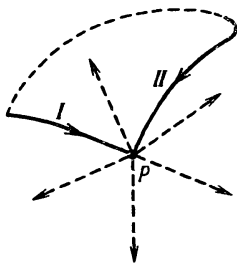


Рис. 5.1. К выводу правила квантования заряда магнитного монополя Дирака по Ферми (1952).

Пусть мы имеем два таких решения A_I и A_{II} , соответствующих в эквивалентной задаче двум нитям I и II (см. рис. 5.1). Тогда разность вектор-потенциалов $A_I - A_{II}$ будет равна магнитному полю $\mathbf{H}'$, которое создавалось бы распределением эквивалентных токов, равных их разности, когда в точке P кончаются нить I и нить II. Эти два случая различаются токами, которые в одном случае

притекают к P по нити I, а во втором — по нити II. Следовательно, если $\mathbf{H}'(I)$ — магнитное поле, созданное током, притекающим в точку P по нити I, а $\mathbf{H}'(II)$ — поле, созданное током, притекающим в точку P по нити II, то будем иметь:

$$A_I - A_{II} = \mathbf{H}'(I) - \mathbf{H}'(II). \quad (5.9)$$

Иначе говоря, разность вектор-потенциалов $A_I - A_{II}$ равна магнитному полю, созданному током, притекающим из бесконечности в точку P по нити I и утекающим из этой точки в бесконечность по нити II. Из магнитостатики постоянных токов известно, что такое магнитное поле можно описать с помощью многозначного потенциала f , значение которого в данной точке пространства изменяется при каждом обходе контура, связанного с нитями,

на величину $4\pi I$ или $4\pi g$, в силу (5.8). Таким образом,

$$A_I - A_{II} = \text{grad} f. \quad (5.10)$$

Теперь следует обратиться к квантовой механике, из которой известно [см., например, гл. XV в книге Ландау и Лифшица (1963)], что волновая функция ψ , характеризующая движение частицы с зарядом e , изменяет фазу, когда векторный потенциал электромагнитного поля изменяется на градиент скалярной функции координат. Поэтому при замене

$$A \rightarrow A + \text{grad} f$$

волновая функция ψ изменяется так:

$$\psi \rightarrow \psi \exp \left(\frac{ie}{\hbar c} f \right).$$

Если совершить обход вокруг линии контура I—II, то функция ψ умножается на фазовый фактор $\exp \left(\frac{ie}{\hbar c} 4\pi g \right)$. В общем случае это — произвольное комплексное число (при произвольном g). Однако из основного требования квантовой механики — требования однозначности волновой функции — следует, что этот фактор не может отличаться от единицы, т. е.

$$\exp \left(\frac{ie}{\hbar c} 4\pi g \right) = 1. \quad (5.11)$$

Отсюда сразу следует условие для показателя экспоненты, который должен быть кратен $2\pi i$, т. е.

$$\frac{ie}{\hbar c} 4\pi g = n \cdot 2\pi i$$

или

$$g = n \frac{\hbar c}{2e}.$$

Таким образом, для магнитного заряда g мы получили правило квантования Дирака (5.2).

Этой формуле можно придать несколько иной вид, если использовать выражение для постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ [см. формулу (4.1)]:

$$g = n \frac{\hbar c}{2e^2} e = n \frac{1}{2\alpha} e = n \frac{137}{2} e = n \cdot 68,5e. \quad (5.12)$$

Таким образом, магнитный заряд может быть лишь целым

кратным элементарному электрическому заряду, умноженному на $137/2 = 68,5$. Из (5.12) видно, что элементарный магнитный заряд (при $n = 1$) почти на два порядка величины больше наблюдаемого электрического заряда e .

В работе Швингера (1966а) для модели с двумя «нитеями» в соотношениях (5.2) и (5.12) надо заменить n на $2n$, поэтому минимальный магнитный заряд равен не $68,5e$, а $2 \cdot 68,5e = 137e$. В более поздней работе Усачева (1968) показано, что с помощью потенциала, содержащего s «нитей», можно получить любое «квантование» магнитного заряда $s \frac{137}{2} e$. Это обстоятельство, по мнению Боловского и Усачева (1970), подчеркивает слабые стороны любых теорий, пользующихся образом монополя с ненаблюдаемыми «нитеями».

Покажем теперь, следуя Ферми (1952), что вывод правила квантования величины магнитного заряда монополя можно получить также из следующих, еще более элементарных, соображений. Рассмотрим монополь с зарядом g и одновременно элементарный электрический заряд e (рис. 5.2). В некоторой точке P на расстоянии r_1 от заряда e электрическое поле будет равно $E = er_1/r_1^3$, а магнитное поле монополя на расстоянии r_2 в этой же точке P будет равно $H = gr_2/r_2^3$. Векторное произведение этих полей с точностью до фактора $(4\pi c)^{-1}$ будет давать электромагнитное количество движения. Обозначим расстояние между зарядами g и e через a и оценим порядок величин полей и импульса в точке на расстоянии от зарядов порядка a . Получаем:

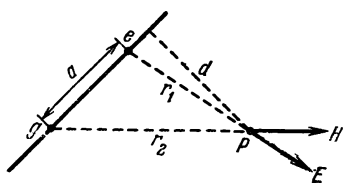


Рис. 5.2. К определению связи электрического и магнитного зарядов по дираковской гипотезе монополя Ферми (1952).

будет давать электромагнитное количество движения. Обозначим расстояние между зарядами g и e через a и оценим порядок величин полей и импульса в точке на расстоянии от зарядов порядка a . Получаем:

$$E \sim \frac{e}{a^2}, \quad H \sim \frac{g}{a^2} \left| \frac{[EH]}{4\pi c} \right| \sim \frac{ge}{ca^4}.$$

Эффективное плечо d , входящее в выражение момента импульса, также порядка a , эффективный же объем интегрирования порядка a^3 . Легко видеть, что интеграл движения, равный полному моменту количества движения поля, не зависит от a , а равен $2eg$. Согласно квантовой механике, этот момент может быть лишь кратен целому

числу $\hbar$ ($2eg/c = n\hbar$), и отсюда сразу находим:

$$g = n \frac{\hbar c}{2e} = n \frac{\hbar c}{2e^2} e \approx n \cdot 68,5e. \quad (5.13)$$

Итак, снова показано, что величина заряда монополя может быть лишь кратной произведению элементарного электрического заряда на половину константы тонкой структуры $\alpha^{-1} = 137$. Наоборот, из (5.13) следует равенство:

$$e = n \frac{\hbar c}{2g}.$$

Поэтому, как указал Дирак, поскольку мы знаем, что существует квантованный электрический элементарный заряд, то монополь должен быть такой, чтобы заряд принимал известную из опыта величину e . Для монополя постоянная, аналогичная постоянной тонкой структуры, равна

$$g^2/\hbar c \approx 84,$$

т. е. она не является малой величиной, и поэтому отделять поле монополя от электромагнитного поля излучения не является правильным приближением, как это имеет место для электрического заряда.

Наконец, следуя Эффингеру (1969), можно в очень изящной форме получить еще третьим способом правило квантования (5.2) или (5.12) из рассмотрения квантовой задачи движения монополя в однородном электрическом поле. Итак, представим себе однородное электрическое поле $\mathbf{E}$ между пластинами конденсатора, как это показано на рис. 5.3. Естественно далее принять, что монополь с зарядом g движется по орбите AA' , лежащей в плоскости, перпендикулярной к вектору $\mathbf{E}$, подобно электрону в магнитном поле (диамагнетизм свободных электронов по Ландау). Лорентцевская сила, действующая на магнитный заряд g , движущийся по круговой орбите с линейной скоростью v , будет равна

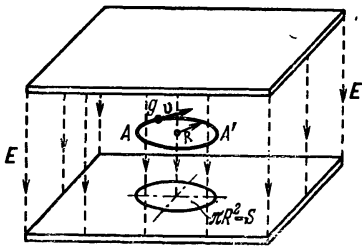


Рис. 5.3. К выводу правила квантования заряда магнитного монополя Дирака по Эффингеру (1969).

$$F_E = g \left| \mathbf{E} \right| \frac{v}{c}. \quad (5.14)$$

Эта сила уравнивается при равновесии центробежной силой $F_{цб} = Mv^2/R$, где M — масса монополя, а R — радиус орбиты (см. рис. 5.3). Из равенства $F_E = F_{цб}$ находим:

$$|E| = Mv/Rg. \quad (5.15)$$

Далее используем знаменитый основной результат из квантовой теории электронного диамагнетизма по Ландау (1930), согласно которому момент количества движения J_z заряда в однородном статическом поле подчиняется правилу квантования

$$J_z = (2n + 1) \hbar \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (5.16)$$

с учетом нулевого движения (при $n = 0$). Замечая, что $J_z = MvR$, из (5.16) находим:

$$MvR = (2n + 1) \hbar. \quad (5.17)$$

Из соотношений (5.15) и (5.17) легко получим:

$$|E| = \frac{4}{R^2} \frac{\hbar e}{2g} \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (5.18)$$

Заметим теперь, что электрическое поле можно выразить через поверхностную плотность электрического заряда на пластинах конденсатора по формуле

Заметим, что...

$$|E| = 4\pi Q/S, \quad (5.19)$$

где $S = \pi R^2$ — площадь, охватываемая орбитой, а Q — заряд на такой площади на пластинах конденсатора. Заменяя в (5.18) величину $|E|$ по (5.19), находим:

$$Q = \frac{\hbar c}{2g} \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (5.20)$$

Из (5.20) следует, что при $n = 0$ все же остается конечный заряд, который, однако, связан с нулевым движением монополя. Вычитая эффект вакуума, для наблюдаемого заряда на пластине находим:

$$Q_{\text{набл}} = n \frac{\hbar c}{2g} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.21)$$

Следовательно, мы получили правило квантования электрического заряда на пластине конденсатора с наименьшим квантом $\hbar c/2g$. Это согласуется с условием, что монополь движется под влиянием электрического поля,

создаваемого зарядом. Приравнивая эту наименьшую величину квантованного заряда известному заряду электрона e , мы получаем определенное значение заряда магнитного монополя, а именно,

$$g = \frac{\hbar c}{2e} = \frac{137}{2} e,$$

что полностью согласуется с формулой Дирака (5.12).

Сейчас уже имеется довольно обширная литература по теории дираковского монополя, и она имеет тенденцию к быстрому увеличению в последние годы (начиная примерно с 1963—1965 гг.). Почти одновременно с первой работой Дирака (1931) уже появилась работа И. Е. Тамма (1931), в которой была рассмотрена задача системы монополю — электрон и показано, что в такой системе отсутствуют связанные состояния, которые возможны при наличии некоторого дополнительного электрического поля, например, в поле атома, как это было показано Малкусом (1951). Имеются также работы о рассеянии электронов на покоящихся монополях; в них пытались (правда, безуспешно) также выяснить вопрос о наблюдаемости «нитей» Дирака [см. работу Бандере (1946) и Гольдхабера (1965)]. Имеются попытки построения теорий без сингулярных «нитей» [см., например, работы Вильсона (1949), Саха (1949), Переса (1968)]. Недостатком этих работ является их полуклассический характер [см. по этому поводу замечания в Приложении А работы Амальди и др. (1963)].

По мнению Болотовского и Усачева (1970), лучшим, хотя и не окончательным доказательством соотношения (5.2) является вывод самого Дирака (1931, 1948). Вопрос же о том, остается ли это соотношение в теории магнитного заряда, следует пока считать открытым. Окончательное решение этого вопроса нужно, по мнению этих авторов, искать в варианте теории (если он вообще возможен) с потенциалом, не имеющим сингулярностей в иных областях пространства, кроме точки, занятой самим зарядом.

Среди некоторых теоретических работ имеются выводы на основе картины групповых соображений о принципиальной невозможности существования монополя Дирака. Например, в работе Томильчика (1963) делается вывод о том, что существование монополя запрещено сохранением четности при электромагнитных взаимодействиях. Однако в работе Пинтакуда (1963) этот вывод оспаривается.

Цванцигер (1965), например, считает, что поиски монополя бесцельны, поскольку его существование не совместимо с аналитическими свойствами s -матрицы рассеяния. Поэтому пока еще не получено окончательного вывода в рамках теории групп о нереальности гипотезы Дирака о монополе.

Из работ по теории монополя в свете принципов симметрии следует упомянуть еще такие: Рамзей (1958); Снапп (1962); Шифф (1964, 1965); Финкельштейн (1964); Пини (1964); Закс (1965); Потупа и др. (1968); Салам (1966); Вейнберг (1965); Хаген (1965); Стракс (1964, 1965).

Упомянем также работы, в которых проблема монополя рассматривается в связи с гипотезой кварков [см. статьи Карригана (1963) и Шиффа (1967, 1968)], а также с явлением сверхпроводимости [Дивер и Файербанк (1961); Тасси (1965); Перл (1966)].

Наконец, перечислим еще работы электродинамического характера: Гренблом (1935); Саха (1936); Иордан (1938); Фирц (1944, 1964); Дюран (1947, 1956); Хариш-Чандра (1948); Элдридж (1949); Готье (1957); Гофман (1957); Катц и Парнелл (1959); Дако (1959); Жюлие (1960); Байль (1961); Фольц (1961); Элюзер и Рой (1962); Катц (1962, 1965); Кабиббо и Феррари (1962); Гаррисон и др. (1963); Любкин (1963); Левашов и Воронцов (1963); Окулов (1964); Томильчик (1964); Феррелл и Хонфильд (1964); Кавальерри (1965); Эггман (1965); Дорман и Окулов (1965, 1966, 1967а, б); Рерлих (1966); Ян (1966, 1967); Швингер (1966б, в, 1968); Вентцел (1966); Тевикян (1966а, б, 1967); Мирман (1966); Перес (1967); Тейлор (1967); Карстуа (1967); Тунг-моу Ян (1967а, б); Митчел и Барнс (1968); Цванцигер (1968); Стражев и Томильчик (1968); Пальмер и Тейлор (1968); Потупа и др. (1969); Линки и др. (1969); Гамблин (1969); Рудерман и Цванцигер (1969); Ребл (1969); Росс (1969); Домогацкий и Железных (1969); Эфингер (1969); О'Коннелл (1969); Цванцигер (1971); Дуэр (1971); И. и З. Бялински-Бируля (1971); Ньюмейер и Трефил (1972); Мураи (1972).

В заключение, следуя первой работе Дирака, сформулируем три основных физических довода, указывающих на возможное существование в природе монополя, которые и в настоящее время сохранили свое значение:

1) Магнитный заряд, если он существует, вносит симметрию между электрическим и магнитным полями в уравнениях Максвелла.

2) Нет физических законов, запрещающих существование монополей.

3) Наличие монополей объясняет квантование электрического заряда e с помощью соотношения Дирака (5.2).

Опираясь на третий довод, обычно под монополем Дирака понимают частицы с магнитным зарядом, соответствующим единичному значению квантового числа ($n = 1$) в формуле (5.2).

Швингер (1966а, б, в; 1968, 1969) привел релятивистски инвариантное доказательство, что если выполняется условие (5.2), то на основании совместимости понятия магнитного заряда с принципами релятивистской квантовой теории поля $n = 2, 4, \dots$, т. е. квантовые числа должны быть четными. Таким образом, условие Швингера более жесткое, чем условие Дирака (с $n = 1, 2, 3, 4, \dots$).

Кроме того, Швингер (1969) указал, что если существует еще особый вид частиц *дионы*, обладающие одновременно электрическим и магнитным зарядами, то они смогут помочь нам получить ответ на вопрос о внутренних закономерностях в систематике элементарных частиц, о природе слабых нарушений CP -симметрии и т. п. [См. также работу Барута (1971).]

Швингер (1969) в этой работе предлагает заменить кварки (см. § 4 гл. 4) дионами, которые и следует рассматривать как фундаментальные составные части адронов. Однако Чанг (1972) нашел, что эта гипотеза с дионами приводит к трудностям в связи с проблемой объяснения электрических и магнитных дипольных моментов адронов.

Он высказал весьма интересную идею о связи проблемы магнитного монополя с современными представлениями о внутренней структуре элементарных частиц — адронов — по гипотезе кварков (см. § 4.3 и § 4.4 в гл. 4). Чанг допустил возможность существования магнитных монополей Дирака внутри адронов, обобщив представление о них: он положил, что монополи представляют собой магнитную разновидность кварков и наряду с обычными электрическими кварками и составляют внутреннюю структуру адронов. В то время как *электрические кварки* Q_e являются фермионами, *магнитные кварки* Q_m , введенные Чангом, суть бозоны. Оба типа фермионных и бозонных кварков аналогичны по отношению к сильным взаимодействиям и различны в электродинамическом смысле. Из кварков Q_e и Q_m Чанг конструирует

электромагнитные составные кварки Q_{em} в виде тесно связанных пар электрического кварка q и магнитного антикварка $\bar{q}'$, т. е. $q\bar{q}'$, а также электромагнитные антикварки $\bar{Q}_{em}$ как пары электрического антикварка $\bar{q}$ и магнитного кварка q' , т. е. $\bar{q}q'$. Как и в электрическом случае, когда речь обычно идет о кварках и антикварках трех типов: p , n , λ и $\bar{p}$, $\bar{n}$, $\bar{\lambda}$ (см. выше, § 4 гл. 4), по Чангу вводятся магнитные кварки p' , n' , λ' и соответственно антикварки $\bar{p}'$, $\bar{n}'$, $\bar{\lambda}'$. Их основные свойства приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Свойства электрических кварков q (p , n , λ) и антикварков $\bar{q}$ ($\bar{p}$, $\bar{n}$, $\bar{\lambda}$), а также магнитных кварков q' (p' , n' , λ') и антикварков $\bar{q}'$ ($\bar{p}'$, $\bar{n}'$, $\bar{\lambda}'$) по Чангу (1972)

Сим- волы	Кварки и анти- кварки	Стран- ность	Барионное число	Спин	Четность	Электриче- ский (в еди- ницах e) или магнитный (в единицах g) заряд
q	p	0	$1/3$	$1/2$	+	$2/3$
	n	0	$1/3$	$1/2$	+	$-1/3$
	λ	-1	$1/3$	$1/2$	+	$-1/3$
$\bar{q}$	$\bar{p}$	0	$-1/3$	$1/2$	-	$-2/3$
	$\bar{n}$	0	$-1/3$	$1/2$	-	$1/3$
	$\bar{\lambda}$	1	$-1/3$	$1/2$	-	$1/3$
q'	p'	0	$1/3$	0		$2/3$
	n'	0	$1/3$	0		$-1/3$
	λ'	-1	$1/3$	0		$-1/3$
$\bar{q}'$	$\bar{p}'$	0	$-1/3$	0		$-2/3$
	$\bar{n}'$	0	$-1/3$	0		$1/3$
	$\bar{\lambda}'$	1	$-1/3$	0		$1/3$

Чангу удалось в своей модели электромагнитных кварков рассмотреть симметрию волновых функций адронов, получить соотношения между их массами, а также установить связь между магнитными дипольными моментами адронов. Кроме того, удалось устранить некоторые

трудности со статистикой, возникающие в обычной «электрической» модели кварков [подробности см. в работе Чанга (1972)].

Не имея возможности останавливаться на изложении деталей этой интересной работы, приведем лишь полученные в ней соотношения между дипольными магнитными моментами адронов и сравним их с аналогичными соотношениями, полученными в обычной модели кварков, которые уже упоминались в § 4.4 гл. 4. Чанг приводит такие соотношения для магнитных дипольных моментов электрических кварков p , n и λ :

$$\mu_p = -2\mu_n = -2\mu_\lambda,$$

а также связи их с моментами адронов:

$$\begin{aligned}\mu_p &= \mu_p + \mu_x, & \mu_n &= \mu_n - \mu_x, & \mu_{\Lambda^0} &= \mu_\lambda, \\ \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p + \mu_x, & \mu_{\Sigma^0} &= \frac{2}{3}\mu_p + \frac{2}{3}\mu_n - \frac{1}{3}\mu_\lambda, \\ \mu_{\Sigma^-} &= \mu_n, & \mu_{\Xi^0} &= \mu_\lambda - \mu_x, & \mu_{\Xi^-} &= \mu_\lambda,\end{aligned}$$

где μ_x — так называемый кооперативный (или обменный) вклад в магнитный дипольный момент адронов, который может в принципе быть любого знака или даже равняться нулю.

Из приведенных соотношений можно выразить величины μ_p , μ_n и μ_λ через измеренные достаточно точно на опыте магнитные моменты двух нуклонов — протона и нейтрона: μ_p и μ_n , а именно:

$$\begin{aligned}\mu_p &= 2(\mu_p + \mu_n) = 1,760 \mu_{\text{яд}}, \\ \mu_\lambda &= \mu_n = -(\mu_p + \mu_n) = -0,880 \mu_{\text{яд}}, \\ \mu_x &= -(\mu_p + 2\mu_n) = 1,033 \mu_{\text{яд}}.\end{aligned}$$

Отсюда ясно, что, как и по обычной электрической модели кварков, можно выразить магнитные дипольные моменты всех остальных адронов барионного октета через магнитные моменты протона μ_p и нейтрона μ_n . И тогда в модели Чанга с магнитными кварками находим:

$$\begin{aligned}\mu_{\Lambda^0} &= \mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Xi^-} = -(\mu_p + \mu_n) = -0,880 \mu_{\text{яд}}, \\ \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p = 2,793 \mu_{\text{яд}}, \\ \mu_{\Sigma^0} &= \mu_p + \mu_n = 0,880 \mu_{\text{яд}}, \quad \mu_{\Xi^0} = \mu_n = -1,913 \mu_{\text{яд}}.\end{aligned}$$

Соответствующие результаты по обычной электрической модели кварков [см., например, Соколов (1967)] имеют вид:

$$\begin{aligned}\mu_{\Lambda^0} = \mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Sigma^+} = -0,931 \mu_{\text{яд}}, \quad \mu_{\Sigma^+} = \mu_p = 2,793 \mu_{\text{яд}}, \\ \mu_{\Sigma^0} = 0,53 \mu_{\text{яд}}, \quad \mu_{\Xi^0} = -1,863 \mu_{\text{яд}}.\end{aligned}$$

Экспериментальные данные [см. выше, § 4.2 гл. 4, а также сводку данных об элементарных частицах в Physical Letters 39B, 1 (1972)] таковы:

$$\mu_{\Lambda^0} = (-0,67 \pm 0,06) \mu_{\text{яд}}, \quad \mu_{\Sigma^+} = (2,59 \pm 0,46) \mu_{\text{яд}}.$$

Из сравнения теоретических формул друг с другом и с имеющимися экспериментальными данными видно, что модель Чанга находится не в худшем согласии с экспериментом, чем модель электрических кварков, имея вдобавок еще некоторые преимущества перед последней.

§ 3. Взаимодействие магнитного заряда с веществом

Допустим теперь, что монополю существует в природе. Тогда возникают сразу же другие вопросы: как рождаются и как поглощаются монополи, каковы их физические свойства, как они взаимодействуют с веществом, как и где их можно обнаружить?

Если рассматривать процессы рождения и уничтожения монополей, то эти процессы должны прежде всего подчиняться закону сохранения магнитного заряда монополей, т. е. монополи должны рождаться парами — плюс-монополю и минус-монополю, и так же парами аннигилировать. Здесь должна быть полная аналогия с электрон-позитронными парами. Исходя из этой аналогии, можно предполагать, что пара монополей образуется в результате сильных столкновений между другими частицами, например, протонами или между фотонами и протонами. При этом энергия фотона должна превышать удвоенную массу покоя монополя, умноженную на c^2 . Масса покоя монополя, несущего единичный магнитный заряд g , в силу его большой величины ($\approx 137e!$), оказывается тоже большой — порядка двух с половиной протонных масс (энергия покоя $\approx 2,4 \text{ Гэв}$). Если масса монополя известна, то можно рассчитать минимальную энергию частиц, необходимую для рождения пары монополей. Для указанных масс энергия протонов должна достигать $\approx 30 \text{ Гэв}$

и фотонов $\approx 17 \text{ Гэв}$. При современной ускорительной технике это вполне достижимые энергии. Они также имеются и в составе космических лучей.

Выясним теперь, как действует на монополь внешнее электромагнитное поле. Очевидно, что электрическое поле не действует на покоящийся монополь, как и постоянное магнитное поле не действует на неподвижный электрический заряд. Монополь, движущийся со скоростью v в электрическом поле E , испытывает действие магнитной силы Лорентца

$$F_E = -\frac{g}{c} [vE]. \quad (5.22)$$

Магнитное же поле действует на монополь с силой

$$F_H = gH. \quad (5.23)$$

Из (5.23) следует, что монополь можно ускорить, помещая его, например, в соленоид с током. Такой соленоид мог бы быть идеальным ускорителем. Магнитное поле небольшой силы ($\sim 10^4 \text{ э}$), легко достижимое в простейших устройствах, могло бы увеличивать энергию монополя на $200 \cdot 10^6 \text{ эв}$ на каждый сантиметр пути. Подобный ускоритель, длиной не более 2 м, превосходил бы по своему действию самые мощные современные ускорители. Вдобавок к этому для работы ускорителя с монополями не нужно было бы иметь много частиц, поскольку их можно было бы извлекать из мишеней и запускать вновь в ускоритель-соленоид.

Как же можно обнаружить монополь? Для этого надо знать его взаимодействие с веществом — его потери на ионизацию или на излучение Вавилова — Черенкова. Рассмотрим приближенную оценку ионизационной способности монополя [см. Ферми (1952)].

Пусть он движется мимо электрического заряда e вдоль линии AB (см. рис. 5.4). Когда монополь будет находиться на ближайшем расстоянии b от заряда, он будет создавать магнитное поле $H \sim g/b^2$ в точке, где расположен электрический заряд e . Но неподвижный заряд e будет при этом испытывать от движущейся магнитной частицы заряда g и действие электрического поля $E \sim gv/b^2c$ (если

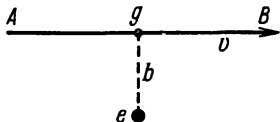


Рис. 5.4. К определению ионизационной способности дираковского монополя [Ферми (1952)].

бы двигался электрический заряд, то его поле было бы $E \sim e/h^2$). Эффект ионизации пропорционален квадрату электрического поля, создаваемого движущейся частицей, поэтому

$$\frac{\text{Ионизационный эффект монополя}}{\text{Ионизационный эффект электрического заряда}} \sim \left(\frac{g}{e}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2. \quad (5.24)$$

При $v \sim c$ это отношение приближенно равно $(g/e)^2 \sim \sim 4692 \sim (68,5)^2$. Поэтому монополю будет ионизировать как атомное ядро с атомным номером $Z \approx 68$. Из (5.24) также видно, что появление в числителе выражения для ионизационной способности множителя v^2 исключает зависимость ионизационной способности от скорости (так как при небольших скоростях должен появиться еще один фактор $\sim 1/v^2$). Поэтому можно ожидать, что «треки» от монополей Дирака в ионизационных камерах не должны заметно сужаться к своему концу, как это имеет место для треков электрически заряженных атомных ядер, поскольку ядра начинают захватывать при замедлении электроны, что уменьшает заряд, а следовательно и ионизационную способность.

Большая ионизирующая способность монополей определяется большой величиной их заряда ($\approx 68,5e$), поскольку потери на ионизацию пропорциональны квадрату заряда. Следовательно, трек монополя в фотоэмульсии должен быть очень толстым (как «жирная гусеница») и его нельзя было бы не заметить. Ионизационные свойства монополя в твердом теле и особенно при небольших скоростях зависят от сил взаимодействия с атомами (учет возможности образования связанных состояний и т. п.). Более подробно эти вопросы рассмотрены в работах Малкуса (1951) и Амальди и др. (1963). См. также работы: Форд и Уилер (1951); Коль (1951); Бауэр (1951); Надо (1960); Лапидус и Питенпол (1960); Болотовский и Воронин (1962); Куканов (1968).

При таком большом заряде монополя (по сравнению с электронным зарядом) велики не только ионизационные потери монополей, но также потери и от других механизмов взаимодействия, которые могли бы служить хорошими способами обнаружения монополей. К таким эффектам относится излучение Вавилова — Черенкова. Этот вопрос был подробно исследован в работе Коломенского (1962), а также в двух работах Томпкинса (1965 а, б). Если монополю движется в теле с диэлектрической прони-

цаемостью $\epsilon(\omega)$ и магнитной проницаемостью $\mu(\omega)$, когда обе они зависят от частоты света ω , и если скорость монополя больше фазовой скорости света в теле, равной $c[\epsilon(\omega)\mu(\omega)]^{-1/2}$, то монополю начинает излучать свет. Интенсивность излучения Вавилова — Черенкова частоты ω будет пропорциональна квадрату заряда монополя g^2 , т. е. она в $(68,5)^2$ раз больше, чем в «электрическом случае»; поэтому излучение может быть уверенно наблюдеено существующими черенковскими счетчиками.

Мергелян (1963) исследовал еще одно радиационное явление — переходное излучение монополя, когда он падает на плоскую границу раздела с преломляющей средой. Это излучение также пропорционально g^2 , т. е. очень велико. Следует также иметь в виду, что излучения Вавилова — Черенкова и переходное имеют резко отличный характер по сравнению с электрическим случаем, что может облегчить обнаружение монополя.

Как отмечает Дэвонс (1963б), между сложным атомом и монополем должны существовать короткодействующие диамагнитные силы отталкивания и дальнедействующие парамагнитные силы притяжения (от магнитно-активных d - и f -слоев электронной оболочки атома). Особенно сильно монополи должны поглощаться ферромагнетиками, где их и следует, вообще говоря, искать.

Мартемьянов и Хакимов (1972) провели расчеты торможения дираковского монополя в немагнитных металлах и ферромагнетиках. Ими было показано, что ферромагнетик, находящийся в сильных внешних магнитных полях (порядка 10^4 э), является эффективной ловушкой для магнитных монополей.

В заключение перечислим теперь свойства монополей, наиболее существенные для последующего описания путей экспериментального поиска этих загадочных частиц.

1) Магнитный заряд испытывает сильную магнито-статическую связь в ферромагнитных [см. Гото и др. (1963)] или парамагнитных [Флейшер и др. (1969а)] телах и поэтому может захватываться этими телами и находится там очень продолжительное время. Здесь имеется полная аналогия с захватом электрических зарядов в диэлектрических веществах.

2) Магнитный заряд испытывает в магнитном поле B ускоряющую силу gB , которая (см. формулу (5.2)) дает прирост его кинетической энергии на единице длины (см) и на единицу силы поля (кгс), равный $20 \text{ н Мэв/кгс}\cdot\text{см}$.

Поэтому на атомных расстояниях ($\sim 10^{-8}$ см) поля с напряженностью в 100 кэс могут сообщить монополю (с $n = 1$) энергию порядка 45 эв, которая вполне достаточна для смещения атомов кристалла из узлов решетки. Отсюда следует возможность магнитного «экстрагирования» монополей из их «складов» в магнитных телах с помощью достаточно сильных внешних полей [см. Парселл и др. (1963)].

3) Быстрые монополи — это сильно ионизирующие частицы. Они похожи в этом смысле на релятивистские атомные ядра с атомным номером $137 n^2/2$ и с удельной потерей энергии в веществе на пути в 1 см, равной $8n^2 \frac{I_{\text{эв}}}{\text{г/см}^2}$ [см. Коль (1951) и Бауэр (1951)].

Именно эти три основных свойства монополей позволяют понять механизм замедления монополей и подобрать подходящие способы их обнаружения.

Однако до сих пор еще нет никаких строгих теоретических предсказаний о величине массы покоя монополей, имеются лишь приближенные гипотетические оценки [см., например, Приложение Б в работе Амальди и др. (1963)]. О массе монополя m_g часто предполагают [см., например, Амальди и др. (1963), § 2, п. 2], что она связана с массой электрона m_e соотношением:

$$m_g = \left(\frac{g}{e}\right)^2 m_e = \left(\frac{g}{e}\right)^2 \frac{m_e}{m_p} m_p = 2,56 m_p,$$

где m_p — масса протона, ибо в этом случае классический радиус монополя $r_g = g^2/m_g c^2$ равен классическому радиусу электрона [см. Бауэр (1951)].

В работе Дирака (1948) было предположено, что монополь — это ферми-частица со спиновым квантовым числом $1/2$ (можно с тем же правом предположить, что это бозе-частица с нулевым спином). Тогда монополь должен обладать спиновым электрическим дипольным моментом.

§ 4. Экспериментальные поиски монополей

Сейчас уже имеется довольно обширная литература по описанию экспериментальных поисков монополей в природе (свыше двух десятков работ). Наиболее интересен последний обзор в этой области Флейшера и др. (1970), которому мы и будем в основном следовать здесь.

Пионерской работой в направлении опытного обнаружения монополя было исследование Малкуса (1951),

который через 20 лет после опубликования работы Дирака (1931) поставил первый поисковый опыт, оказавшийся безрезультатным, как пока и все последующие. Его эксперимент был предельно элементарен. Монополи, движущиеся с малой скоростью (после замедления из-за ионизационных потерь в атмосфере) вдоль силовых линий земного магнитного поля, попадают через тонкое слюдяное окошко (см. рис. 5.5) в вакуум внутри длинного полого соленоида с током, где они ускоряются магнитным полем до нескольких сотен $Mэв$ *), проходят сквозь второе слюдяное окошко (теряя при этом энергию 50 $Mэв$) и регистрируются на пластинке с фотоэмульсией, теряя в ней на пути 1 $мкм$ энергию порядка 1 $Mэв$. После тщательного просмотра фотопластинок, облучавшихся в течение двух недель, на них не было обнаружено толстых треков монополей (типа «жирных гусениц»).

Этот отрицательный результат позволил определить верхний статистический предел потока монополей, а именно, он оказался по порядку величины равным 10^{-13} монополей/ $см^2 \cdot сек$, а соответствующий предел для поперечника сечений для рождения монополей **)

$\sigma_{\text{макс}}$ равен при этом

$$\sigma_{\text{макс}} \leq 3 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2.$$

Более низкие пределы были получены в более поздней экспериментальной работе Браднера и Исбелла (1959) с помощью ускорителя. Эти авторы использовали протонный пучок с энергией частиц 7 $Гэв$ на беватроне в Беркли. Для извлечения монополей, «накопленных» в полиэтиленовой мишени, использовалось импульсное магнитное

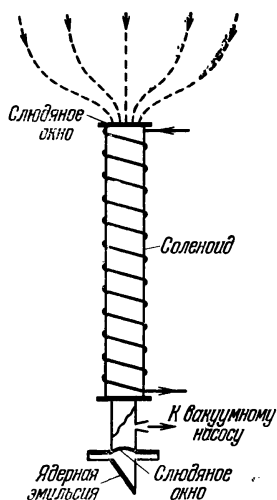


Рис. 5.5. Схематическое изображение установки для регистрации магнитных монополей, падающих на поверхность Земли [Малкус (1951)].

*) При свободном падении в поле B гс монополь с зарядом $137 e/2$ СГСМ приобретает энергию $(137/2)300B$ эв/см. Таким образом, в поле $B = 250$ гс на пути 1 м монополь получит энергию 500 $Mэв$.

**) Если монополи рождаются в атмосфере частицами космических лучей достаточно больших энергий.

поле в 200 кэс. Применяемая не очень большая энергия для рождения пар монополей ($\leq 7 \text{ Гэв}$) могла обеспечить рождение этих частиц с массой не более 1 Гэв. В этом случае для сечения рождения при протон-протонном столкновении получаем по оценкам значение $\leq 10^{-40} \text{ см}^2$.

Итак, опыты по отысканию монополей основываются на предположении, что при достаточно высоких энергиях взаимодействий частиц с веществом создаются пары монополей, которые могут непосредственно наблюдаться в полете или же могут быть ускорены после замедления с последующим попаданием в детекторную систему. Во всех производимых до сих пор опытах использовались лишь различные варианты этой гипотезы.

Опыты с ускорителями наиболее непосредственно учитывают указанные выше взаимодействия. Частицы с заданной энергией и траекторией падают на мишень. В одних случаях [см., например, работу Фидекаро и др. (1964)] мишень облучалась некоторое время в пучке протонного синхротрона. Монополи, рожденные в этой мишени при протон-нуклонных столкновениях или от вторичных γ -квантов, быстро должны терять энергию на ионизацию и накапливаться в этой же мишени. После этого мишень извлекалась из ускорителя и помещалась в импульсное магнитное поле ($\approx 150 \text{ кэ}$), достаточное для экстрагирования сильно связанных монополей из мишени.

В эксперименте другого типа [см., например, Амальди и др. (1963)] вблизи мишени непосредственно в камере ускорителя во время каждого импульса облучения создавалось магнитное поле порядка нескольких сот эрстед. Монополи, экстрагированные этим полем из мишени, далее ускорялись соленоидами в вакуумном сосуде [как в опыте Малкуса (1951)] и, выходя из него через тонкое выходное слюдяное окошко, должны были создавать характерные треки в пластинках с фотоэмульсией, расположенных около окошка. Кроме того, после облучения мишень вынималась из ускорителя и подвергалась, как и в опытах первого типа, экстрагированию сильно связанных в ней монополей (которые не могли двигаться под действием слабого поля в ускорителе) сильным импульсным магнитным полем *).

*) В работе Сиверса (1970) указано, что монополи очень сильно связаны с ядрами вещества, поэтому магнитные поля для их экстрагирования должны быть значительно больше полей, доступных экспериментаторам в настоящее время.

В обоих этих опытах монополи на определенном этапе замедлялись в мишени до тепловых энергий (термолизировались), а затем их пытались экстрагировать. Такой термолизации удалось избежать в опытах третьего типа, в которых монополи, рожденные в мишени из очень легкого вещества (например, бериллия), толщиной в несколько граммов на см^2 , должны были вылететь из нее еще с очень большими скоростями, отклониться импульсным полем в 20 кэ и по магнитному каналу длиной порядка 2 м и с энергией не менее ~ 15 Гэв попасть на детектор (стопку пластинок с фотоэмульсией).

Таблица 5.2

Верхние пределы для поперечных сечений пар магнитных монополей в ускорителях протонов

Энергия частиц пучка ускорителя (в Гэв)	Число протонов в пучке	Максимальная масса монополя (в массах протона m_p)	Максимальное значение определяемого заряда (в $\hbar c/2e$)	Поперечное сечение рождения пары монополей (в см^2)	Литература
6,3	$5 \cdot 10^{13}$	1,1	3	$2 \cdot 10^{-40}$	Браднер, Исбелл (1959)
25—28	$4,5 \cdot 10^{15}$	3,0	3	$6 \cdot 10^{-41}$	Амальди и др. (1961, 1963)
27,5	$4,5 \cdot 10^{14}$	3,0	3	10^{-39}	Фидекаро и др. (1961)
30	$6 \cdot 10^{15}$	3,0	3	$1,4 \cdot 10^{-40}$	Парселл и др. (1963)

Сводка некоторых результатов подобных опытов приведена в табл. 5.2. Из таблицы следует, что процесс рождения монополей в современных ускорителях, если он и существует,— очень редкое явление, с исключительно малым поперечным сечением ($\lesssim 10^{-40} \text{ см}^2$). При используемых энергиях ускоряемых частиц в ускорителях ($\lesssim 30$ Гэв) возможно обнаружить монополи с массой, не превышающей трех масс протона ($\lesssim 3m_p$, где m_p — масса покоя протона). Если масса монополя фактически больше, чем $3m_p$, то на используемых ускорителях невозможно осуществить реакцию рождения пар монополей. Детекторы в экспериментальных устройствах рассматриваемых работ были подходящими для определения монополей с зарядами

$n = 1$ и $n = 2$, а в некоторых случаях с $n = 3$, но совершенно не пригодны для монополей с $n = 4, 6$ или 12 , существование которых предсказывается Швингером (1966а, б; 1968, 1969) и на основе гипотезы кварков [см. Каритерс и др. (1966)].

Поиски монополей, уже спонтанно существующих в природе, представляют собой другой возможный способ их обнаружения. В качестве источников рождения монополей в этих опытах используются частицы высоких энергий (на десять порядков более высоких, чем в используемых ныне ускорителях, т. е. $\sim 10^{20}$ эв) естественного космического излучения. Таким образом, наблюдаемые сейчас частицы космических лучей с энергией $2 \cdot 10^{20}$ эв могут в принципе создать пару монополей с массой покоя свыше $10^5 m_p$. Задача сводится к обнаружению продуктов столь исключительно редких актов взаимодействия.

Процессы, которые следует использовать в этом методе, схематически изображены на рис. 5.6. Из рис. 5.6, а видно, что космические лучи высокой энергии в земной атмосфере взаимодействуют с ядрами атомов воздуха, при этом рождаются пары монополей, которые потом замедляются и дрейфуют вдоль силовых линий земного магнитного поля, пока они либо не уйдут в окружающее космическое пространство, либо не поглотятся в твердом веществе земной коры.

Другая возможная гипотеза была высказана Портером (1960) (см. рис. 5.6, б): некоторая составляющая самих космических лучей (например, та их составляющая, энергии частиц которой превышают 10^{17} эв) уже содержит «готовые» монополи, которые ускорились до столь высоких энергий в галактических магнитных полях [см. Гото (1963)]. В зависимости от энергий, масс и знака магнитных зарядов такие монополи либо выйдут в окружающее Землю космическое пространство, либо замедлятся до тепловых скоростей и испытают захват в твердой коре Земли. При этом существенную роль для замедления до термических скоростей могут играть большие глубины океанов [см. Гото (1963) и Гото и др. (1963)]. Если энергия монополей очень велика, то они смогут проникнуть на столь большие глубины в земную кору (см. рис. 5.6, б), что окажутся недоступными для наблюдения.

В уже описанном выше самом первом опыте этого класса [Малкус (1951)] пытались обнаружить термолизированные монополи в атмосфере, ускоряя их вновь в солениоде,

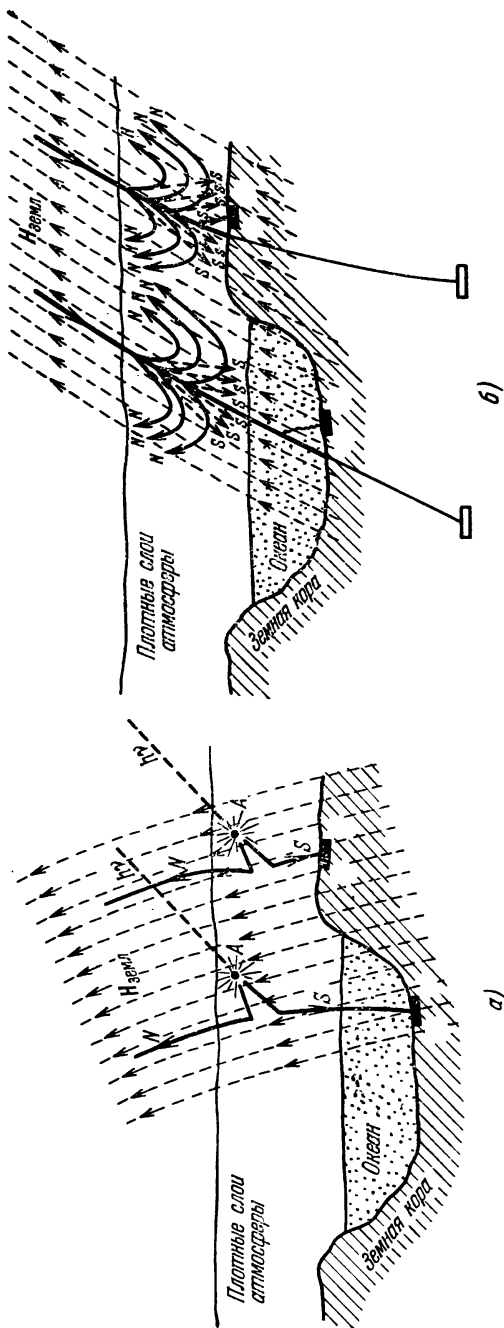


Рис. 5.6. Схема гипотетических процессов взаимодействия магнитных монополей с атмосферой, океаном и корой Земли.

- а) Пары магнитных монополей (N и S) рождаются при взаимодействии гамма-лучей γ с атомными ядрами A в верхних слоях атмосферы. Затем монополи дрейфуют вдоль силовых линий земного магнитного поля и либо уходят в окружающее космическое пространство (для показанного пунктиром направления земного поля это монополи с зарядами N), либо поглощаются на дне океана или на поверхности суши.
- б) Случай, когда верхних слоев атмосферы достигает монополярная компонента космических лучей, содержащая монополи обоих знаков. В атмосфере монополи замедляются, диффундируют вдоль (для зарядов N) и против (для зарядов S) силовых линий земного магнитного поля и затем либо уходят опять в космос, либо поглощаются на дне океана или на поверхности суши. Наиболее жесткая компонента может поглотиться лишь на очень больших глубинах земной коры.

ориентированном вдоль силовых линий земного магнитного поля. В этих опытах эффективное сечение соленоида, «собирающее» (концентрирующее) магнитные силовые линии для улавливания движущихся по ним монополей, может быть резко увеличено по сравнению с истинным геометрическим сечением [например, в работе Каритерс и др. (1966) геометрическое сечение было равно $1/7 \text{ м}^2$, а эффективное — 1600 м^2].

В экспериментах Гото и др. (1963) использовался мощный импульсный соленоид, установленный непосредственно на выходах магнетитовых пород (предполагаемых накопителей монополей) в горах Адирондак в штате Нью-Йорк, США. Максимальное поле экстракции достигало 170 кэ в центре соленоида и 60 кэ на поверхности скалы. Если бы монополи были накоплены в скале, то они бы легко извлекались таким полем и затем, ускоряясь в соленоиде, попадали бы в фотоэмульсионный детектор и оставляли бы в нем хорошо отличимый след. Одновременно с работой Гото и др. (1963) Петухов и Якименко (1963) выполнили исследование, в котором в качестве мишени был взят Сихотэ-Алиньский метеорит, облучавшийся космическими лучами около $5 \cdot 10^8$ лет. Для предела поперечного сечения монополей в протон-нуклонных столкновениях получена величина порядка $2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2$.

Две дополняющие друг друга серии опытов проведены в работах Флейшера и др. (1969а, б, в; 1971). В первой серии этих опытов применялся подход работы Гото и др. (1963), а также идеи Гото (1963) об использовании для поиска монополей образцов, взятых со дна океана. Только в работах Флейшера и др. (1969а, б) имеются три новых существенных особенности:

1) В качестве объекта исследования использовались хорошо датированные осадки ферромарганца со дна океана. В них были определены необходимые магнитные свойства, а также было известно, что вещество находилось на дне океана в течение 16 миллионов лет и поэтому накопило за это время все монополи, которые успели термолизироваться, достигая дна океана.

2) В работе использовались постоянные магниты (соленоиды), создающие поля от 100 до 265 кэ , т. е. поля, более чем достаточные для экстракции монополей из образцов.

3) В качестве детекторов использовались твердотельные детекторы, которые были специально выбраны так,

чтобы реагировать только на треки сильно ионизирующих частиц, подобных монополям.

Эти работы своими пока негативными результатами позволили установить следующие верхние пределы для поперечных сечений рождения монополей в протон-нуклонных столкновениях: $\lesssim 10^{-42} \text{ см}^2$ при массе монополя, равной массе протона m_p , и $\lesssim 2 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$ при массе монополя, равной $1000m_p$. В этих опытах могли быть определены монополи с зарядом до $n = 60$. Поток монополей (если он есть), который достигнет дна океана, должен быть меньше, чем $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Во второй группе работ [см. Флейшер и др. (1969в)] для поисков монополей использовалась логическая альтернатива той ситуации, которая показана на рис. 5.6, б, где монополи проникают на большие глубины в земную кору. Здесь нет надежды найти сами монополи, но можно использовать снова уникальные свойства твердотельного детектора треков частиц большой энергии, а именно, существующих в естественных условиях детекторов, подобных слюде и обсидиану (вулканическому стеклу). Здесь используются следующие два свойства: а) уже упомянутое выше свойство твердотельных детекторов, реагирующих только на очень сильно ионизирующие частицы, и б) их способность сохранять в себе треки в течение больших периодов времени.

Отрицательный результат и этих поисков монополей приводит к следующим выводам:

1) В составе космических лучей вплоть до энергий $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ эв}$ нет высокопроникающей компоненты монополей.

2) Взаимодействие космических лучей с земной атмосферой создает меньше чем $3 \cdot 10^{-19}$ проникающих монополей/ $\text{см}^2 \text{ сек}$ (т. е. меньше двух монополей на всю поверхность Земли за секунду).

3) Если монополи внутри Земли распределены равномерно, то их меньше чем 1 монополь/ 4000 м^3 .

О предельных оценках потока монополей в космических лучах см. также работу Осборна (1970) и Карригана и Незрика (1971). Из экспериментальных работ упомянем еще исследования Ерлыкина и Яковлева (1969), Флейшера и др. (1971).

В работе Ньюмейера и Трефила (1971) производится расчет уменьшения вероятности образования пар $\pm$ монополей благодаря их сверхсильному притяжению. В этой

же работе получены пределы для масс покоя монополей:

$$M \gtrsim 3,25 \text{ Гэв для } \frac{eg}{\hbar c} = \frac{1}{2} \text{ и } M \gtrsim 2,25 \text{ Гэв для } \frac{eg}{\hbar c} = 2.$$

Беррондо и Макинтош (1970) нашли симметрию и степень вырождения решений релятивистского уравнения Дирака с кулоновским потенциалом электрического и магнитного (монополя) заряда. В работе Макинтоша и Цизнероса (1970) рассматриваются общие вопросы о вырождении состояний в присутствии магнитного монополя. В работе Шаттена (1970) исследуется возможность «монопольного» источника магнитного поля Луны. Устанавливается верхний предел средней разности числа монополей разного знака в толще Луны, равный $7 \cdot 10^{-32}$ на атомное ядро.

Упомянем еще работы, в которых экспериментально велись (пока безуспешно) поиски магнитных монополей или рассматривались теоретические вопросы, связанные с этими поисками: Альварец и др. (1970), Гуревич И. И. и др. (1970, 1972), Колм и др. (1971), Миллер (1971), Джозеф (1972), Ньюмейер и Трефил (1972б). Интересно также заметить, что в работе Брагинского и др. (1970) была поставлена задача поиска кварков, поглощенных в ферромагнетиках. Однако эксперимент дал пока отрицательный результат [см. в связи с этим упомянутую выше работу Мартемьянова и Хакимова (1972)].

Итак, пока магнитные монополи не найдены. Конечно, всегда можно сказать, что их вообще нет в природе. В частности, этот вывод не противоречит и теории Дирака, так как в соотношении (5.2) целое число может равняться и нулю! Однако это негативное предположение, пока оно не стало теоретическим запретом, вытекающим из основных физических законов, не является более убедительным, чем утверждение, что монополи существуют, но мы их по какой-то причине не умеем найти. Второе объяснение неудач в поисках монополей может быть в том, что магнитные заряды очень редки в природе. Наконец, возможно, что несовершенна теория магнитных монополей и поэтому неправильны те указания экспериментаторам, которые положены в основу опытов по обнаружению монополей. Поэтому пока приходится терпеливо ожидать дальнейшего прогресса в теории и эксперименте в этой волнующей физической загадке природы.

НЕЛИНЕЙНЫЕ КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ *)

§ 1. Общие соображения

В этой главе будут очень кратко рассмотрены некоторые общие вопросы квантовой электродинамики, связанные с нелинейными взаимодействиями полей (электромагнитного и электрон-позитронного) в присутствии постоянного магнитного поля, в том числе и очень сильного. Наличие внешних магнитных полей, подобно наличию внешних электрических полей, может служить хорошим «катализатором» для процессов электромагнитного превращения, подобных тормозному («синхротронному») излучению, образованию электрон-позитронных пар, расщеплению фотонов и т. п. При этом имеет место одно существенное различие между «поправками» от электрической и магнитной поляризации вакуума, связанное с нарушением симметрии между электрическим и магнитным полем из-за отсутствия (или не обнаружения еще; см. выше, гл. 5) магнитных зарядов — монополей. Прямым следствием этой асимметрии электричества и магнетизма является асимметрия условий стабильности произвольно сильных постоянных электрических и магнитных полей.

Уже давно Клейн (1929) указал на одно интересное следствие, вытекающее из основных положений квантовой электродинамики. Оно сводится к тому, что в электрическом поле, близком к некоторому критическому значению $E_{кр} = m_0^2 c^3 / e \hbar \approx 10^{18}$ в/м, появляется большая вероятность спонтанного превращения этого поля в электрон-позитронные пары: в этом поле на длине комптоновской волны

$$\lambda_k \sim \frac{\hbar}{m_0 c} \sim \frac{10^{-27}}{10^{-27} \cdot 10^{10}} = 10^{-10} \text{ см}$$

*) См. обзоры Эрбера (1963, 1966) и Клейна (1968).

электрон, ускоряясь, приобретает энергию

$$eE_{\text{кр}} \lambda_k \sim m_0 c^2 \sim 10^6 \text{ эв},$$

достаточную для рождения пары [парадокс Клейна; см., например, Зоммерфельд (1956)]. Таким образом, электрическое поле достаточно большой величины ($E > E_{\text{кр}}$) оказывается нестабильным по отношению к спонтанному рождению электрон-позитронных пар. Существенно, что для магнитного поля нет такой нестабильности. Последнее обстоятельство и является характерным для фундаментальной асимметрии между магнитным и электрическим полями в квантовой электродинамике [см. Бек и др. (1963)].

Однако указанные выше процессы до сих пор практически наблюдались главным образом в случае электрических полей. Действительно, вблизи атомных ядер мы имеем в наличии сильные электрические (кулоновские) поля, в которых легко наблюдать тормозное излучение и образование пар. Для магнитного поля в естественных земных условиях таких благоприятных условий нет, в основном из-за отсутствия магнитного монополя. Поэтому достаточно подробно было изучено искусственное тормозное магнитное излучение, возникающее в ускорителях элементарных частиц (так называемое *синхротронное излучение*).

Прежде чем перейти к более детальному описанию электродинамических процессов в магнитном поле, укажем естественную единицу для квантовомеханического измерения сильных магнитных полей. Ее можно определить через «циклотронный квант» $\hbar\omega_H$, где ω_H — обычная циклотронная частота, $\omega_H = eH/mc$. По величине «циклотронный квант» равен энергии покоя электрона, т. е.

$$\hbar\omega_H = m_0 c^2. \quad (6.1)$$

Заменяя в формуле (6.1) частоту ω_H ее выражением через поле, мы и получаем оценку критического значения магнитного поля, соответствующего этой циклотронной частоте:

$$H_{\text{кр}} \equiv \frac{m^2 c^3}{e \hbar} = 4,414 \cdot 10^{13} \text{ э.} \quad (6.2)$$

Тогда в простейшем случае вероятность соответствующих процессов излучения или образования пар в магнитном поле с напряженностью H будет определяться величиной

безразмерного параметра

$$\eta = \frac{\mathcal{E}}{m_0 c^2} \frac{H}{H_{\text{кр}}}, \quad (6.3)$$

где $\mathcal{E}$ — характерная для каждого процесса энергия. Отсюда видно, что для того, чтобы процесс имел заметную вероятность, магнитное поле H должно быть сравнимым с критическим полем $H_{\text{кр}}$, определяемым формулой (6.2), тогда параметр η будет не малым.

В естественных земных условиях магнитные поля H не превышают величин 10^6 — 10^7 э. Таким образом, согласно (6.2) отношение $H/H_{\text{кр}}$ при этом имеет порядок 10^{-7} — 10^{-6} , т. е. является ничтожно малой величиной.

Есть основания предполагать, что вокруг нейтронных звезд мы имеем дело с магнитными полями $H \approx 10^{12}$ э [см. обзор по пульсарам Гинзбурга (1971); об их открытии было сообщено в работе Хьюиша и др. (1968)]. Именно там, очевидно, и происходит интенсивное магнитное синхротронное излучение и образование электрон-позитронных пар.

Возможность существования нейтронных звезд была высказана как теоретическая гипотеза еще в 1934 г. Бааде и Цвикки (1934). Такие звезды являются вместе с тем источниками сильных магнитных полей. Однако сам механизм происхождения этих полей еще недостаточно выяснен.

Высказывались предположения, что вещество нейтронной звезды ферромагнитно [см., например, работы Брунелла и Каллуэя (1969) и Сильверстейна (1969)]. Однако Пирсон и Сонье (1970) указали, что для плотностей $\rho < 5 \cdot 10^{14}$ г/см³ ядерный ферромагнетизм в нейтронной звезде невозможен. Из-за образования в сильных магнитных полях квантованных электронных орбит по Ландау возможен, в принципе, «орбитальный ферромагнетизм Ландау». Эта возможность рассмотрена в работах Ли и др. (1969) и Ли (1970). Однако этот эффект неравновесный, поскольку он зависит от кинетики образования звезды и от времени релаксации рассматриваемого магнитного момента в звезде. Поэтому возникает необходимость детального исследования возможностей существования явлений сверхтекучести и (или) сверхпроводимости вещества нейтронных звезд [см. Гинзбург (1971), а также Кларк (1969а), Хоффберг и др. (1970)].

После открытия пульсаров (звездных образований источников излучения с высокостабильным и весьма

малым периодом P порядка $3 \cdot 10^{-2} \div 4$ сек) [см., например, обзор экспериментальных фактов о пульсарах: Гинзбург (1969)] появились основания отождествить их с нейтронными звездами [см. Гинзбург (1971), Хьюиш (1968), Гинзбург и др. (1969)]. Интересующимся проблемой магнитных звезд следует указать также весьма обстоятельный обзор Пикельнера и Хохлова (1972).

В целом проблема происхождения магнитных полей в астрофизических объектах (звезды, планеты, межзвездное космическое пространство и т. п.) имеет большое общенаучное значение. С современным состоянием наших знаний в этой области читатель может познакомиться в прекрасном обзоре Вайнштейна и Зельдовича (1972).

§ 2. Магнитотормозное (синхротронное) излучение *)

Как известно [см., например, Тернов и др. (1966), Чиу и др. (1968), Кануто и др. (1969), Чиу и Фашио-Кануто (1969)], энергия релятивистского электрона в магнитном поле H (направленном вдоль оси z) в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю (x, y), квантуется и сохраняется непрерывной вдоль поля, и энергия электронов в релятивистском случае с учетом аномального магнитного момента (см. гл. 4) равна

$$\mathcal{E}(n, s, p_z, H) = \pm mc^2 \left\{ \left(\frac{p_z}{mc} \right)^2 + \left[\left(1 + \frac{H}{H_{\text{кр}}} (2n + s + 1) \right)^{1/2} + s \frac{\alpha}{4\pi} \frac{H}{H_{\text{кр}}} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (6.4)$$

Здесь p_z — слагающая импульса электрона; $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры; $H_{\text{кр}}$ — критическое магнитное поле, даваемое формулой (6.2); n — квантовые числа, нумерующие «уровни Ландау» и характеризующие размеры электронной орбиты R_H в магнитном поле,

$$R_H^2 = 2 \frac{H_{\text{кр}}}{H} \cdot \frac{\hbar}{mc} n;$$

$s = \pm 1$ — спиновое квантовое число, определяющее проекцию спина вдоль поля ($s = +1$) и против поля ($s = -1$). В уравнении (6.4) учтен также аномальный

*) Подробнее см. обзоры Эрбера (1966), Клейна (1968), а также сборник переводов «Синхротронное излучение в исследовании твердых тел» (1970).

магнитный момент [с точностью до члена, линейного по α , см. (4.13в)] во втором слагаемом в квадратных скобках.

Таким образом, в этой формуле учтены релятивистские эффекты, вклад диамагнетизма Ландау от квантования орбитального движения в плоскости, перпендикулярной к оси z , вклад парамагнетизма Паули, связанный с «нормальным» магнитным моментом, и, наконец, вклад от аномального магнитного момента.

В нерелятивистском пределе формула (6.4) принимает вид:

$$\mathcal{E}'(n, s, p_z, H) = \left\{ \frac{p_z^2}{2m} + \frac{mc^2}{2} \left[(2n + s + 1) + \frac{s}{2\pi} \alpha \right] \frac{H}{H_{\text{кр}}} \right\}. \quad (6.5)$$

Из формул (6.4) и (6.5) следует, что в магнитном поле «свободный» электрон имеет лишь одну степень свободы (для движения вдоль оси z). Он испытывает три основных электромагнитных радиационных процесса в интенсивных магнитных полях:

а) Спонтанное излучение, при котором электрон совершает спонтанный переход из одного состояния (n, s) в другое (n', s') , когда $n' < n$, а также вообще различные и p_z .

Этот переход соответствует классическому синхротронному излучению фотонов с энергиями, кратными величине $mc^2 (H/H_{\text{кр}}) \sim 1,16 \cdot 10^{-8} \text{ эв}$. Сплошной спектр в этом случае невозможен из-за орбитального квантования по Ландау. Расчет показывает, что в полях порядка 10^9 э ширина уровней $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-6}$. Эти переходы естественно назвать «магнитными переходами». Однако здесь могут быть еще переходы между состояниями типа $n' = n + 1$, $s' = -1$ и $n, s = \pm 1$. Таким переходам, которые можно назвать магнитными переходами «тонкой структуры», будет соответствовать появление фотонов с энергией $\alpha e \hbar H / 2\pi n c \sim 0,00135 \cdot 10^{-8} H \text{ эв}$ [см. Чиу и Фашио-Кануто (1969)].

б) Магнитные переходы типа (а), но в присутствии кулоновского поля ядер (Z, A) :

$$e^+ + (Z, A) \rightarrow e^- + (Z, A) + \gamma. \quad (6.6)$$

Начальное состояние электрона (n, s, p_z) отличается от конечного (n', s', p'_z) .

в) Одномерное магнитотормозное излучение.

Реакция в этом случае подобна (6.6), с тем отличием, что переход происходит между двумя электронными состояниями с теми же n и s , но с различными p_z . Этот тип

переходов дает только излучение непрерывного спектра в радиодиапазоне [см. Кануто и др. (1969)].

Вначале синхротронным излучением интересовались в основном в связи с излучением электронов в электронных ускорителях, отсюда и термин — синхротронное излучение. [Первые работы по излучению в ускорителях принадлежат Иваненко и Померанчуку (1945) и Арцимовичу и Померанчуку (1945); см. также Иваненко и Соколов (1948) и Сб. переводов (1970).] Однако в последнее время изучение этого типа излучения в большой мере привлекает внимание астрофизиков. Измерения поляризации показали, что нетепловое радиоизлучение, а также оптическое и когерентное излучение, приходящие из космоса на Землю, имеют магнитотормозное (синхротронное) происхождение. В настоящее время изучение космического синхротронного излучения является одним из важных средств информации о релятивистских частицах и магнитных полях в отдаленных областях космоса. По вопросу магнитного тормозного излучения см. также работы Нердлингера (1968), Гольдмана и Остера (1964), Левентуева и др. (1969).

§ 3. Образование пар в магнитном поле

Пучок света, проходящий через магнитное поле в вакууме, будет испытывать в нем специфическое поглощение путем образования электрон-позитронных пар. На это

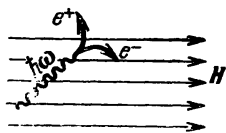


Рис. 6.1. Рождение электрон-позитронной пары (e^- , e^+) фотоном $\hbar\omega$ в сильном магнитном поле.

явление впервые указал Померанчук (1939, 1940) и затем Тцу (1948). Расчет этого и родственных эффектов дали Клепиков (1954), Толл (1952), Робл (1952), Эрбер (1961, 1963, 1966) [см. также заметку Ортеля (1964), обзор Клейна (1968) и работу О'Коннелла (1968)]. В рамках классической электродинамики Максвелла, где господствует принцип суперпози-

ции полей, такой эффект полностью отсутствует.

На рис. 6.1 показана фейнмановская диаграмма процесса распада фотона $\hbar\omega$ на электрон-позитронную пару e^- и e^+ . Для возможности такого процесса необходимо, чтобы энергия (частота) фотона $\hbar\omega$ была достаточно высокой, чтобы создать пару ($\hbar\omega > 2m_0c^2 \sim 10^6$ эв). Магнитное

поле, в котором происходит процесс, тоже должно удовлетворять определенным условиям, при которых вероятность рождения пар резко растет. Как мы уже отмечали выше, расчет показывает [см., например, Клепиков (1954) или Эрбер (1966)], что существует своего рода критическое поле $H_{кр}$ из (6.2), которое играет важную роль в такого рода явлениях. Все поправочные члены к рассчитываемым величинам, например, к показателю преломления в вакууме, содержат множителем квадрат отношения $(H/H_{кр})^2$, где H — внешнее магнитное поле, которое, следовательно, не должно быть слишком малым по сравнению с $H_{кр}$ (хотя могут быть нелинейные явления и в слабых полях $H \ll H_{кр}$, см. ниже).

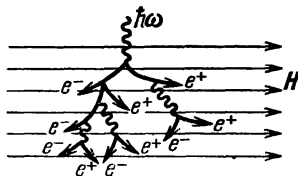


Рис. 6.2. Возникновение электрон-позитронных ливней (e^- , e^+) в сильном магнитном поле от первичного фотона $\hbar\omega$.

Некоторые «магнитооптические» следствия указанного нелинейного эффекта рассмотрены в работах Эрбера (1962, 1966).

Отметим также, следуя Эрберу (1963), что явление образования пар с помощью света в магнитном поле может иметь в принципе существенное практическое значение. Дело в том, что ни одно вещество практически не может быть использовано в качестве защиты от космического гамма-излучения ультравысокой частоты (с энергией квантов $\hbar\omega \gtrsim 10^{12}$ эв). Однако если создать «слой» миллиметровой толщины с магнитным полем 10^8 э, то он может быть надежной защитой от такого сильно проникающего гамма-излучения; в этом слое происходит быстрая деградация энергии гамма-квантов из-за образования электрон-позитронных ливней (рис. 6.2), которые уже легко полностью поглотить с помощью обычных типов экранов из поглощающих веществ (свинец и т. п.).

Более детальное изучение вопроса [Кануто и Чиу (1968)] показало, что спонтанное рождение электрон-позитронных пар невозможно в постоянном магнитном поле. Дело в том, что анализ энергетических уровней электрона в постоянном магнитном поле [см. Вейскопф (1936), Джонсон и Лишманн (1949, 1950)] приводит к выводу, что энергетическая щель между уровнями положительной и отрицательной энергии всегда не меньше, чем $2m_0c^2$. Однако О'Коннелл (1968) указал, что упомянутый

анализ не учитывал в выражении для энергии электрона вклада от его аномального магнитного момента (см. гл. 4). О'Коннелл учел этот специфический вклад и показал, что спонтанное образование пар возможно в присутствии постоянного магнитного поля.

Он исходит из релятивистского волнового уравнения Дирака [см. (1.8) и (1.9)], которое в присутствии внешнего электромагнитного поля, определяемого вектор-потенциалом A , и при наличии стационарного однородного магнитного поля с напряженностью H имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \{c\alpha(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + \beta mc^2 + \Delta\mu_e \beta \sigma H\} \psi(\mathbf{r}, t), \quad (6.7)$$

где $\psi(\mathbf{r}, t)$ — волновая функция, $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса, α и β — четырехрядные матрицы [см. (1.10) и (1.10a)], σ — матрица Паули (1.11) и $\Delta\mu_e$ — аномальный магнитный момент электрона [см., например, (4.13в)]. Член в (6.7), содержащий $\Delta\mu_e$, который имеет вид так называемого члена паулиевского взаимодействия с аномальным моментом, и вносит существенное изменение в энергетический спектр релятивистского электрона. О'Коннелл (1968), следуя стандартной технике решения, полученного, например, в работе Тернова и др. (1966), нашел для уровней электрона в постоянном однородном магнитном поле, направленном вдоль оси z , выражение, приведенное в формуле (6.4). В этом выражении вместо $\Delta\mu_e$ подставлен первый член его разложения в ряд по возрастающим степеням постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$, т. е.

$$\Delta\mu_e \approx \frac{\alpha}{2\pi} \mu_B.$$

Для значений $p_z = 0$, $n = 0$ и $s = -1$ находим наименьшее значение для $|\mathcal{E}|$ из (6.4):

$$|\mathcal{E}_{\min}| = mc^2 \left(1 - \frac{\alpha}{4\pi} \frac{H}{H_{\text{кр}}} \right). \quad (6.8)$$

Из (6.8) сразу вытекает, что учет аномального магнитного момента релятивистского электрона в постоянном однородном магнитном поле H приводит к следующему выражению для минимального значения щели между уровнями положительной и отрицательной энергии $\Delta\mathcal{E}_{\pm}$:

$$\Delta\mathcal{E}_{\pm} = 2mc^2 \left(1 - \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \frac{H}{H_{\text{кр}}} \right). \quad (6.9)$$

Из формулы (6.9) и получается основной вывод, полученный в работе О'Коннелла (1968), что для значений напряженностей постоянного однородного магнитного поля H , удовлетворяющих равенству

$$H = \frac{4\pi H_{\text{кр}}}{\alpha}, \quad (6.10)$$

энергетическая щель $\Delta\mathcal{E}_{\pm}$ может быть равна нулю (захлопнуться!) и поэтому могут происходить процессы спонтанного образования электрон-позитронных пар. Любопытно отметить, что значение H , определяемое условием (6.10), совпадает с хорошо известным значением для критического значения магнитного поля, определяющего пределы применимости классической электродинамики [см., например, гл. IX в книге Ландау и Лифшица (1967)].

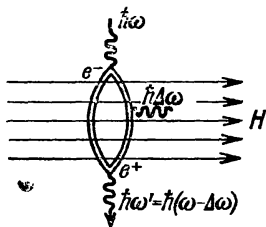
О'Коннелл (1968) указывает далее, что формула (6.8) и последующие выводы из нее получены лишь для «орбиты» с наименьшим значением ландауовского квантового числа $n = 0$. Ясно, что для «орбит» с $n > 0$ величина $|\mathcal{E}_{\text{мин}}|$ будет больше mc^2 , и тем больше, чем сильнее поле H . Полное возможное значение числа электронов, имеющих ландауовское квантовое число $n = 0$, определяется степенью вырождения уровня g' , равной [см., например, формулу (11.74) на стр. 240 в книге Хуанга (1963)]:

$$g' = \frac{V^{2/3} m^2 c^2 H}{\pi \hbar^2 H_{\text{кр}}}, \quad (6.11)$$

где V — полный объем системы. Из (6.11) следует, что большие значения магнитного поля H , которые необходимы по (6.10) для получения нулевых значений $|\mathcal{E}_{\text{мин}}|$ в (6.8), также способствуют росту заселенности этого нулевого уровня электронами. Ясно, конечно, что вероятность того, что каждый из g' уровней, соответствующих $n = 0$, занят, зависит от температуры и плотности системы и от свойств вакуума. По этому вопросу см. также работу Адлера и др. (1970).

Укажем на еще один нелинейный эффект более высокого порядка, когда электрон-позитронные пары также возникают, но лишь виртуально, т. е., возникнув, они затем очень быстро сами аннигилируют и вновь рожают фотон, который продолжает двигаться в первоначальном направлении фотона (см. рис. 6.3). Для того чтобы такой процесс происходил, не требуется квант света

большой энергии; это может быть электромагнитное излучение низкой частоты — видимый свет или даже радиоволны. Поскольку виртуальная пара существует очень короткое время $\Delta t \sim 10^{-22}$ сек, то по соотношению неопределенности энергия — время квантовой механики ($\Delta \mathcal{E} \cdot \Delta t \gtrsim \hbar$) даже при кванте низкой частоты ($\hbar \omega \ll 2m_0 c^2$) появляется энергия



$$\Delta \mathcal{E} \gtrsim \frac{\hbar}{\Delta t} \sim \frac{10^{-27}}{10^{-22}} \sim 10^{-5} \text{ эрг} \sim 10^7 \text{ эв,}$$

достаточная для рождения виртуальной пары. Поэтому даже низкочастотный пучок света имеет кратковременный «флирт» с процессом образования пар.

Практическим следствием этого виртуального процесса будет то, что даже во время своего краткого существования электрон-позитронные пары могут взаимодействовать

с окружающим магнитным полем и, например, успеть излучить не виртуальный, а реальный фотон (рис. 6.3), частота которого ω' заметно меньше частоты ω первоначального фотона. Можно ожидать, что поперечное сечение (вероятность) для такого процесса изменения частоты $\Delta \omega = \omega - \omega'$ мало, однако он не требует каких-то пороговых энергий фотона или слишком высоких значений напряженности магнитного поля, как в случае процессов, соответствующих диаграмме рис. 6.1. Поэтому даже слабые поля, порядка одной гаммы (10^{-5} э), в галактических и межгалактических безграничных пространствах могут приводить к своеобразному красному смещению света ($\omega' - \omega < 0$), которое будет складываться с аналогичным эффектом, предсказываемым эйнштейновской теорией относительности.

Для непосредственного измерения магнитного красного смещения можно воспользоваться мёссбауэровским эффектом, который в принципе позволяет определить очень малые смещения частоты $\Delta \omega / \omega \sim 10^{-16}$. Используя лазерную технику для источника света и магнитные поля $\sim 10^6$ э, можно, по-видимому, надеяться определить магнитное красное смещение и на небольших расстояниях ~ 10 м [см. Эрбер (1961) и Ортель (1964)].

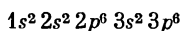
ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица I

Электронные конфигурации и основные термы атомов элементов переходных групп *d* и *f* и атомов соседних с ними нормальных элементов

a) Группа железа (3d)

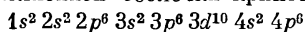
Внутренняя оболочка имеет электронную конфигурацию
заполненной оболочки аргона:



Атомный номер <i>Z</i>	Элемент	Электронная конфигура- ция сверх оболочки аргона	Основной терм	Фактор Ланде <i>g_J</i>	<i>g_J J</i> , максимальная проекция полного магнитного момента (в единицах μ_B)
20	Ca	$4s^2$	$1S_0$	0	0
21	Sc	$3d 4s^2$	$2D_{3/2}$	4/5	1,2
22	Ti	$3d^2 4s^2$	$3F_2$	2/3	4/3
23	V	$3d^3 4s^2$	$4F_{3/2}$	2/5	0,6
24	Cr	$3d^5 4s$	$7S_3$	2	6
25	Mn	$3d^5 4s^2$	$6S_{5/2}$	2	5
26	Fe	$3d^6 4s^2$	$5D_4$	3/2	6
27	Co	$3d^7 4s^2$	$4F_{9/2}$	4/3	6
28	Ni	$3d^8 4s^2$	$3F_4$	5/4	5
29	Cu	$3d^{10} 4s$	$2S_{1/2}$	2	1

б) Группа палладия (4d)

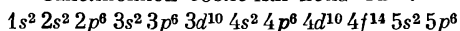
Внутренняя оболочка имеет электронную конфигурацию
заполненной оболочки криптона:



Атомный номер Z	Элемент	Электронная конфигура- ция сверх оболочки криптона	Основной терм	Фактор Ланде g_J	$g_J J$
38	Sr	$5s^2$	$1S_0$	0	0
39	Y	$4d 5s^2$	$2D_{3/2}$	4/5	1,2
40	Zr	$4d^2 5s^2$	$3F_2$	2/3	1/3
41	Nb	$4d^4 5s$	$6D_{1/2}$	10/3	5/3
42	Mo	$4d^5 5s$	$7S_3$	2	6
43	Tc	$4d^5 5s^2$	$6S_{1/2}$	14/9	7
44	Ru	$4d^7 5s$	$5F_5$	7/5	7
45	Rh	$4d^8 5s$	$4F_{9/2}$	4/3	6
46	Pd	$4d^{10}$	$1S_0$	0	0
47	Ag	$4d^{10} 5s$	$2S_{1/2}$	2	1

в) Группа платины (5d)

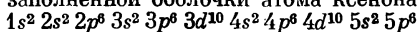
Внутренняя оболочка имеет электронную конфигурацию
заполненной оболочки иона Yb^{2+} :



Атомный номер Z	Элемент	Электронная конфигура- ция сверх оболочки иона Yb^{2+}	Основной терм	Фактор Ланде g_J	$g_J J$
70	Yb	$6s^2$	$1S_0$	0	0
71	Lu	$5d 6s^2$	$2D_{3/2}$	4/5	1,2
72	Hf	$5d^2 6s^2$	$3F_2$	2/3	1/3
73	Ta	$5d^3 6s^2$	$4F_{3/2}$	2/5	0,6
74	W	$5d^4 6s^2$	$5D_0$	0	0
75	Re	$5d^5 6s^2$	$6S_{1/2}$	2	5
76	Os	$5d^7 6s$	$5D_4$	3/2	6
77	Ir	$5d^7 6s^2$	$4F_{9/2}$	4/3	6
78	Pt	$5d^9 6s$	$3D_3$	4/3	4
79	Au	$5d^{10} 6s$	$2S_{1/2}$	2	1

г) Группа редких земель (лантаниды, 4f)

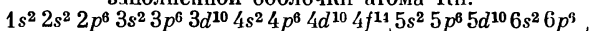
Внутренняя оболочка имеет электронную конфигурацию
заполненной оболочки атома ксенона:



Атомный номер Z	Элемент	Электронная конфигурация сверх оболочки ксенона	Основной терм	Фактор Ланде g_J	$g_J J$
57	La	$5d 6s^2$	$2D_{3/2}$	4/5	1,2
58	Ce	$4f 5d 6s^2$	$3H_4$	4/5	3,2
59	Pr	$4f^3 6s^2$	$4I_{7/2}$	8/11	3,29
60	Nd	$4f^4 6s^2$	$5I_4$	3/5	2,4
61	Pm	$4f^5 6s^2$	$6H_{5/2}$	24/35	1,72
62	Sm	$4f^6 6s^2$	$7F_0$	0	0
63	Eu	$4f^7 6s^2$	$8S_{7/2}$	2	7
64	Gd	$4f^7 5d 6s^2$	$9D_2$	8/3	5,35
65	Tb	$4f^8 5d 6s^2$	$8H_{17/2}$	24/17	12
66	Dy	$4f^{11} 6s^2$	$5I_8$	10/8	10
67	Ho	$4f^{11} 6s^2$	$4I_{15/2}$	18/15	9
68	Er	$4f^{12} 6s^2$	$3H_6$	7/6	7
69	Tm	$4f^{13} 6s^2$	$2F_{7/2}$	8/7	4
70	Yb	$4f^{14} 6s^2$	$1S_0$	0	0

д) Группа актинидов (5f и 6d)

Внутренняя оболочка имеет электронную конфигурацию
заполненной оболочки атома Rn:



Атомный номер Z	Элемент	Электронная конфигурация сверх оболочки радона	Основной терм	Фактор Ланде g_J	$g_J J$
89	Ac	$6d 7s^2$	$2D_{3/2}$	4/5	1,2
90	Th	$6d^2 7s^2$	$3F_2$	2/3	4/3
91	Pa	$5f^2 6d 7s^2 (?)$	$4K_{11/2}$	10/13	4,23
92	U	$5f^3 6d 7s^2$	$5L_6$	5/7	4,28
93	Np	$5f^4 6d 7s^2 (?)$	$6L_{11/2}$	8/13	3,24
94	Pu	$5f^6 7s^2$	$3F_0$	0	0
95	Am	$5f^7 7s^2$	$8S_{1/2}$	2	7
96	Cm	$5f^7 6d 7s^2 (?)$	$9D_2$	8/3	5,33
97	Bk	$5f^8 6d 7s^2 (?)$	$8H_{17/2}$	24/17	12
98	Cf	$5f^{10} 7s^2 (?)$	$5I_8$	10/8	10
99	Es	$5f^{11} 7s^2 (?)$	$4I_{15/2}$	18/15	9
100	Fm	$5f^{12} 7s^2 (?)$	$3H_6$	7/6	7
101	Md	$5f^{13} 7s^2 (?)$	$2F_{7/2}$	8/7	4
102	(No)	$5f^{14} 7s^2 (?)$	$1S_0$	0	0

Спины и дипольные магнитные моменты атомных ядер стабильных и некоторых радиоактивных изотопов в основном состоянии

При составлении этой таблицы использовалась таблица из обзора Смайта (1957) (в этих случаях в столбце «литература» нет ссылок). Кроме того, использовались таблицы Фуллера и Коэна (1965) (в этих случаях ссылки даны на этот обзор; см. также таблицы изотопов, при составлении которых использован этот обзор в т. V Физического энциклопедического словаря (1966)). Наконец, по ряду изотопов указаны оригинальные статьи, частично по обзору Лаукина (1958), а по более поздним годам (1956—1970) указаны оригинальные исследования, данные которых не вошли в упомянутые обзорные таблицы.

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	I	μ в единицах μ_N	Литература
0	n	1		12 мин	1/2	-1,913148(66) (μ_n)	Коэн и др. (1956)
1	H	1 2 3	99,985 0,015 <10 ⁻¹⁰	12,262 года	1/2 1 1/2	+2,79267(12) (μ_p) +0,8574073(2) +2,97884(1)	Марлон и Винклер (1967)
2	He	3 4	1,3·10 ⁻⁴ ~100		1/2 0	-2,127490(5) 0	Уильямс, Хьюгес (1969)
3	Li	6 7	7,30 92,70		1 3/2	+0,822008(22) +3,256310(85)	
4	Be	9	100		3/2	-1,17737(41)	
5	B	10 11	18,83 81,17		3 3/2	+1,80081(49) +2,68852(4)	

6	C	11 12 13 14	98,892 1,108	20,4 мин 5,6·10 ³ лет	3/2 0 1/2 0	1,027(10) 0 +0,702381 0	Хаберстрох и др. (1964)
7	N	13 14 15	99,635 0,365	10,08 мин	1/2 1 1/2	10,32212(36) +0,403562(10) -0,283049(7)	Бернштейн и др. (1964) Бакер и др. (1964) Бакер и др. (1964)
8	O	15 16 17 18	99,7575 0,0392 0,2033	123,95 сек	1/2 0 5/2 0	+0,7189(8) 0 -1,89370(9) 0	Комминс, Фельдман (1963)
9	F	17 18 19	100	66 сек 111 мин	5/2 1 5/2	+4,7224(12) +0,8 +2,628353(5)	Сутимото и др. (1966) Бакер и др. (1964)
10	Ne	19 20 21 22	90,51 0,28 9,21	17,7 сек	1/2? 0 3/2 0	-1,886(1) 0 -0,5(1) 0	Комминс, Добсон (1963)
11	Na	21 22 23 24	100	23 сек 2,58 года 14,97 ч	3/2 3 3/2 4	+2,38612(10) +1,7469(22) +2,21753(10) +1,688(5)	Амес и др. (1965) Беллами и др. (1953)
12	Mg	24 25 26	78,60 10,14 11,29		0 5/2 0	0 -0,85532(14) 0	

Таблица II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	I	μ в единицах $\mu_{\text{Яд}}$	Литература
13	Al	26 27	100	10 ⁸ лет	5 5/2	+2,8(2) +3,641421(30)	
14	Si	28 29 30	92,28 4,67 3,05		0 1/2 0	0 -0,55492(4) 0	
15	P	30 31	100	2,49 мин	1 1/2	+0,6(1) +1,131621(34)	
16	S	32 33 34 35 36	95,060 0,742 4,182 <0,002 0,016	86,3 дня	0 3/2 0 3/2 0	0 +0,64342(13) 0 +1,0(1) 0	
17	Cl	34 35 36 37	75,53 24,47	1,53 сек 3,1·10 ⁵ лет	3 3/2 2 3/2	+1,4(4) +0,821808(74) +1,28538(6) +0,68409(6)	
18	Ar	35 36 37 38 40	0,35 0,08 99,57	1,8 сек 34 дня	3/2 0 3/2 0 0	+0,632(2) 0 +0,95(20) 0 0	Калаприс, Комминс (1965) Робертсон и др. (1965)

19	К	37 38 39 40 41 42 45	93,260 0,011 6,729	1,2 сек 1,32·10 ⁹ лет 12,52 ч 20 мин	3/2 3 3/2 4 3/2 2 3/2	+0,2036(9) +1,3735(10) +0,39146(7) -1,2981(4) +0,215173(84) -1,1424(2) 0,1734(4)	Беш и др. (1968) Филлис и др. (1965а) Чан и др. (1969) Гарретт и др. (1967)
20	Ca	40 42 43 44 46 48	96,92 0,64 0,129 2,13 0,003 0,178		0 0 7/2 0 0 0	0 0 -1,31720(12) 0 0 0	
21	Sc	43 44 44m 45 46 47	100	3,92 ч 3,92 ч 2,44 дня 84 дня 3,43 дня	7/2 2 6 7/2 4 7/2	+4,61(4) +2,56(3) +3,87(1) +4,7563 +3,03(2) +5,33(2)	Корнуэлл и др. (1966) Корнуэлл и др. (1966) Корнуэлл и др. (1966) Фрике и др. (1959) Петерсен, Шугарт (1962) Корнуэлл и др. (1966)
22	Ti	45 46 47 48 49 50	7,95 7,75 73,45 5,51 5,34	3,1 ч	7/2 0 5/2 0 7/2 0	0,095(2) 0 -0,788130(84) 0 -1,10377(12) 0	Корнуэлл, Мак К эллен (1966)
23	V	50 51	0,25 99,75		6 7/2	+3,34702(94) +5,1470(57)	

Т а б л и ц а II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	f	μ в единицах μ _{яд}	Литература
24	Cr	50 52 53 54	4,31 83,76 9,55 2,38		0 0 3/2 0	0 0 -0,74391(42) 0	
25	Mn	52 ^m 53 55	100	21,3 мин 2·10 ⁶ лет	2 7/2 5/2	0,0077(4) 5,050(7) +3,46766(14) +3,4438(20)	Филлипс и др. (1965б) Добровольский и др. (1956) Миннс и др. (1967)
26	Fe	54 56 57 58	5,81 91,64 2,21 0,34		0 0 3/2 0	0 0 +0,05 0	
27	Co	56 57 58 59 60	100	77,3 дня 267 дней 9,2 ч 5,24 года	4 7/2 2 7/2 5	3,855(7) 4,65(5) +3,5(3) +4,6488(5) +3,80(2)	
28	Ni	58 60 61 62 64	69,76 26,16 1,25 3,66 1,16		0 0 3/2 0 0	0 0 -0,74868(4) 0 0	Драэйн (1964)

29	Cu	60 61 62 63 64 65 66	69,04 30,96	24 мин 3,3 ч 10 мин 12,8 ч 5,2 мин	2 3/2 1 3/2 1 3/2 1	+1,219(3) +2,13(4) -0,380(4) +2,22664(17) -0,216(2) +2,38473(45) -0,283(5)	Филлипс, Джексон (1968) Долсуорт, Шугарт (1966) Филлипс, Джексон (1968) Долсуорт, Шугарт (1966) Рочестер и Смайт (1964)
30	Zn	63 64 65 66 67 68 70	48,89 27,81 4,11 18,57 0,62	38 мин 245 дней	3/2 0 5/2 0 5/2 0 0	-0,28156(5) 0 +0,7692(2) 0 +0,87571(10) 0 0	Лаулайнен, Мак Дермотт (1969a) Байрон и др. (1964a)
31	Ga	68 69 71	60,16 39,84	68,33 мин	1 3/2 3/2	+0,01176 +2,01605(51) +2,56158(26)	
32	Ge	70 71 72 73 74 76	21,2 27,3 7,9 37,1 6,5	12 дней	0 1/2 0 9/2 0 0	0 +0,65(20) 0 -0,87914(12) 0 0	Чайлде, Гудмен (1963, 1966)
33	As	75	100		3/2	+1,43896(16)	

Таблица II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	r	в единицах $\mu\text{эд}$	Литература
34	Se	74	0,87	121 день	0	0	Харди и др. (1953)
		75	9,02		5/2	?	
		76	7,58		0	0	
		77	23,52		1/2	+0,534058(14)	
		78			0	0	
		79	49,82	0,5-10 ⁴ лет	7/2	-1,015(15)	
35	Br	80	9,19		0	0	Уайт и др. (1964) Уайт и др. (1964)
		81			0	0	
		79	50,53	18 мин	3/2	+2,10555(30)	
		80m	49,47	4,5 ч	1 5 3/2	+0,5138(6) +1,3170(6) +2,26958(3)	
36	Kr	78	0,342	10,76 года	0	0	
		80	2,228		0	0	
		82	11,50		0	0	
		83	11,48		9/2	-0,969	
		84	57,02		0	0	
		85	17,43		9/2	-1,004	
		86			0	0	

37	Rb	81 81m 82 83 84 85 86 87 88	4,7 ч 32 мин 6,3 ч 83 дня 33 дня 18,66 дня 5·10 ¹⁰ лет 17,8 мин	3/2 9/2 5 5/2 2 5/2 2 3/2 2	+2,05 ? +1,51(4) +1,43(1) -1,32(1) +1,35268(41) -1,6912(1) +2,750529(38) 0,508(5)	Фуллер, Коэн (1965)
38	Sr	84 86 87 88	0,55 9,75 6,96 82,74	0 0 9/2 0	0 0 -1,09302(13) 0	Ван ден-Боут и др. (1968а)
39	Y	89 91	100	1/2 1/2	-0,137314(29) 0,1634(8)	Петтерсен, Шугарт (1962)
40	Zr	90 91 92 94 96	51,46 11,23 17,11 17,40 2,80	0 5/2 0 0 0	0 -1,9(2) 0 0 0	
41	Nb	93	100	9/2	+6,16719(35)	
42	Mo	92 94 95 96 97 98 100	15,84 9,04 15,72 16,53 9,46 23,78 9,63	0 0 5/2 0 5/2 0 0	0 0 -0,93270(18) 0 -0,95229(10) 0 0	

Т а б л и ц а II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	I	μ в единицах μ яд	Литература
43	Tc	99		$2,12 \cdot 10^6$ лет	9/2	+5,68048(35)	
44	Ru	96 98 99 100 101 102 104	5,68 2,22 12,81 12,70 16,98 31,5 18,5		0 0 5/2 5/2 0 0 0	0 0 -0,63(15) +1,09(3) 0 0	Муракава (1955)
45	Rh	102 103	100	206 дней	1/2 1/2	-0,41 -0,08790(7)	
46	Pd	102 104 105 106 108 110	0,8 9,3 22,6 27,1 26,7 13,5		0 0 5/2 0 0 0	0 0 -0,57 0 0 0	Блез, Шантрель (1953)
47	Ag	105 107 108 109 110 _m	51,92 48,08	40 дней 2,4 мин { 253 дня 260 дней	1/2 1/2 1 1/2 6	+0,101 -0,113042(13) +4,2(5) -0,129955(13) { +3,55(4) +3,587(4)	Зого, Джеффрис (1954) Рочестер, Смайт (1964) Зого, Джеффрис (1954) Эзли и др. (1966) Зомеллинг и др. (1967)

		111 112 113		7,6 дня 3,2 ч 5,3 ч	1/2 2 1/2	-0,145(1) 0,0545(5) 0,158(2)	Чан и др. (1964) Чан и др. (1964)
48	Cd	105 106 107 108 109 110 111 111m 112 113 113m 114 115 115m 116	1,215 0,875 12,39 12,75 24,07 12,26 28,86 7,58	55 мин 6,7 ч 470 дней 49 мин 14 дней 2,3 дня 43 дня	5/2 0 5/2 0 5/2 1/2 5/2 0 1/2 11/2 0 1/2 11/2 0	-0,7385(2) 0 -0,6162(8) 0 -0,8286(15) 0 -0,59499(8) -1,1040(4) 0 -0,62243(8) +1,08885(13) 0 -0,6469(3) -1,0437(10) 0	Лаулайнен, Мак Дер- могт (1969б) Байрон и др. (1963) Мак Дермогт, Новик (1963) Лаулайнен, Мак Дер- могт (1969б) Байрон и др. (1964б) Мак Дермогт и др. (1964) Мак Дермогт и др. (1964)
49	In	111 113 113m 114 115 115m 116 117	4,33 95,67	2,81 дня 1,73 ч 49 дней 6·10 ¹⁴ лет 4,5 ч 54 мин 1,9 ч	9/2 9/2 1/2 5 9/2 1/2 5 1/2	+5,53 +5,52317(54) -0,21053 +4,7 +5,53441(66) -0,24371(5) +4,218 -0,25146(3)	Камерон и др. (1962) Камерон, Саммерс-Гилл (1963); Муфта и др. (1968)

Т а б л и ц а II (продолжение)

З	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	I	в единицах м.д.	Литература
50	Sn	111	0,94	118 дней	7/2	?	Приор и др. (1969)
		112			0		
		113			1/2		
		114			0		
		115			1/2		
		116			0		
		117			1/2		
		118			0		
		119			1/2		
		120			0		
51	Sb	121	27 ч	27 ч	3/2	?	Приор и др. (1969)
		122			0		
		124			0		
		115			5/2		Джексон и др. (1968) Джексон и др. (1968) Джексон и др. (1968) Джексон и др. (1968) Джексон и др. (1968) Стон и др. (1968)
		117			5/2		
		118			1		
		119			5/2		
		120			1		
		121			5/2		
		123			7/2		
		125			?		
52	Te	120	0,89 2,46 0,87	>10 ¹³ лет	0	?	Вавер (1953)
		122			0		
		123			1/2		

			124 125 126 128 130	4,61 6,99 18,71 31,79 34,49			0 1/2 0 0 0	0 —0,88715 0 0 0	
53	J		126 127 129 131	100	13 дней 1,72·10 ⁷ лет 8,08 дня		2 5/2 7/2 7/2	? +2,80897(23) +2,617266(12) +2,738	
54	Xe		124 126 128 129 130 131 132 134 136	0,095 0,088 1,916 26,235 4,051 21,24 26,925 10,52 8,93			0 0 0 1/2 0 3/2 0 0 0	0 0 —0,776786(53) 0 +0,690635(85) 0 0 0	
55	Cs		127 129 130 131 132 133 134 134 _m 135 137 138	100	6,3 ч 30,7 ч 30 мин 9,6 дня 6,5 дня 2,07 года 2,9 ч 3·10 ⁶ лет 26,6 года 32,2 мин		1/2 1/2 1 5/2 2 7/2 4 8 7/2 7/2 3	+1,42(2) +1,48(8) +1,33(10) +3,517(2) +2,22 +2,57887(30) +2,95(1) +1,40(1) +2,7382(19) +2,8502(25) +0,48(10)	Уорли и др. (1965) Стинсон и др. (1967)

Т а б л и ц а II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	I	μ в единицах $\mu_{\text{яд}}$	Литература
56	Ba	130	0,102		0	0	
		132	0,098		0	0	
		134	2,42		0	0	
		135	6,59		3/2	+0,832293(24)	
		136	7,81		0	0	
		137	11,32		3/2	+0,9324(27)	
		138	71,66		0	0	
57	La	138	0,089	3,2·10 ¹¹ лет	5	+3,6844(4)	Сого, Джеффрис (1955)
		139	99,911		7/2	+2,77807(61)	
58	Ce	136	0,193	33 дня	0	0	
		138	0,250		0	0	
		140	88,48		0	0	
		141			7/2	+0,16(6)	
		142	11,07		0	0	
59	Pr	141	100	19,2 ч 13,76 дня	5/2	+4,09(60)	Рилер, Сугар (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
		142			2	+0,30	
		143			7/2	?	
60	Nd	142	26,80	5·10 ¹⁵ лет	0	0	Смайт, Унзворт (1965) Смайт, Унзворт (1965)
		143	12,12		7/2	-1,063(5)	
		144	23,91		0	0	
		145	8,35		7/2	-0,654(4)	

		146 147 148 150	17,35 5,78 5,69	11,9 дня	0 9/2 0 0	0 +0,22(5) 0 0	Амблер, Хэдсон (1955)
61	Pm	147 148 151		2,64 года 5,3 дня 27,5 ч	7/2 1 5/2	+2,58(7) +2,07(21) 1,8(?)	Ридер (1966) Али и др. (1965) Будик, Маррус (1963)
62	Sm	144 147 148 149 150 152 153 154 155	2,95 14,62 10,97 13,56 7,27 27,34 23,29	1,13-10 ¹¹ лет 47,1 ч 23 мин	0 7/2 0 7/2 0 0 3/2 0 3/2	0 -0,83 0 -0,85 0 0 -0,03 0 ?	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Эрстуд, Саммерс-Гилл (1968)
63	Eu	151 152 153 154 156	47,77 52,23	12,7 года 16 лет 15,4 дня	5/2 3 5/2 3 3	+3,419 +1,912 +1,501 2,0 +1,971	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)

Таблица II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	i	в единицах μ яд	Литература
64	Gd	152	0,20	236 дней	0	0	Фуллер, Коэн (1965)
		153			3/2	?	
		154	2,15		0	?	
		155	14,78		3/2	+0,242	Фуллер, Коэн (1965)
		156	20,59		0	0	Фуллер, Коэн (1965)
		157	15,71		3/2	+0,3225	Фуллер, Коэн (1965)
65	Tb	158	24,78	18 *	0	0	Фуллер, Коэн (1965)
		159	21,79		3/2	?	
		160			0	0	
		161			3	+1,45	Фуллер, Коэн (1965)
			100	5,6 дня 280 лет	3/2	+2,0(4)	Эали и др. (1968)
				72,3 дня 6,88 дня	3/2	+1,52	Фуллер, Коэн (1965)
66	Dy	156			3	+1,685(8)	Эали и др. (1968)
		158	0,05	2·10 ¹⁴ лет	3/2	?	Фуллер, Коэн (1965)
		160	0,05		0	0	
		161	0,1		0	0	
		162	21,1		5/2	-0,46	Фуллер, Коэн (1965)
		163	26,6		0	0	Фуллер, Коэн (1965)
67	Ho	164	24,8		5/2	+0,65	
		165	27,3		0	0	Фуллер, Коэн (1965)
67	Ho	165	100		7/2	+4,1	Фуллер, Коэн (1965)

68	Er	162 163 164 165 166 167 168 169 170 171	0,1 1,5 32,9 24,4 26,9 14,2	75 мин 10 дней 9,4 дня 7,52 дня	0 5/2 0 5/2 0 1/2 0 1/2 0 5/2	0 ? 0 10,65(3) -0,5647(24) 0 +0,513 0 10,70(5)	Штейн, Рамзей (1969) Али и др. (1965) Смайг, Унзворг (1965) Фуллер, Коэн (1965) Будик и др. (1964)
69	Tu	166 167 169 170 171	100	7,7 ч 9,6 дня 129 дней 1,9 года	2 1/2 1/2 1 1/2	+0,05 ? -0,2310(15) +0,245 10,227(5)	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Гиглбергер, Пенселин (1967) Фуллер, Коэн (1965) Будик и др. (1964)
70	Yb	168 170 171 172 173 174 176	0,06 4,21 14,26 21,49 17,02 29,58 13,38		0 0 1/2 0 5/2 0 0	0 0 +0,43(5) 0 -0,60(5) 0 0	
71	Lu	175 176 176m	97,41 2,59	2,4·10 ¹⁰ лет 3,71 ч	7/2 7 1	+2,236 +3,14 +0,318(3)	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Уайт и др. (1965)

Т а б л и ц а II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	I	в единицах μ яд	Литература
72	Hf	174 176 177 178 179 180	0,48 5,30 18,47 27,40 13,84 35,41		0 0 7/2 0 9/2 0	0 0 +0,5 -0,47 0	Фуллер, Коэн (1965)
73	Ta	180 181 183	0,0423 99,9877	>10 ¹² лет 5 дней	0 7/2 1/2	0 +2,35 ?	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
74	W	180 182 183 184 185 186 187	0,16 26,35 14,32 30,68 28,49	76 дней 24 ч	0 0 1/2 0 3/2 0 3/2	0 0 +0,11846(13) 0 ? 0 ?	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
75	Re	185 186 187 188	37,07 62,93	88,9 ч 6·10 ¹⁰ лет 16,7 ч	5/2 1 5/2 1	+3,17156(34) +1,728(3) +3,17591(34) +1,777(5)	Армстронг, Маррус (1965) Армстронг, Маррус (1965)

76	Os	184 186 187 188 189 190 192	0,018 1,582 1,64 13,27 16,14 26,38 40,97				0 0 1/2 0 3/2 0 0	0 0 +0,12(4) 0 +0,655914(78) 0 0	
77	Ir	191 193	38,5 64,5				3/2 3/2	+0,1440(6) +0,1568(6)	Нарат (1968а, б) Нарат (1968а, б)
78	Pt	192 194 195 196 198	0,8 30,2 35,2 26,6 7,2				0 0 1/2 0 0	0 0 +0,60596(24) 0 0	
79	Au	190 191 192 193 194 195 196 197 198 199		39 мин 3 ч 4,7 ч 18 ч 39 ч 183 дня 6,2 дня 2,697 дня 3,14 дня		100	1 3/2 1 3/2 1 3/2 2 3/2 2 3/2	0,065 0,137(7) +0,0079 0,139(7) 0,073(4) 0,146(7) +0,58(3) или -0,62(3) +0,14349(9) +0,58 +0,265	Чан и др. (1966а) Эвбанк, Шугарт (1964) Фуллер, Козн (1965) Эвбанк, Шугарт (1964) Чан и др. (1965) Чан и др. (1965) Чан и др. (1965) Дахамен, Пенселин (1967) Фуллер, Козн (1965) Фуллер, Козн (1965)

Т а б л и ц а II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	I	μ в единицах μ -яд	Литература
80	Hg	196	0,15	65 ч	0	0	Фуллер, Коэн (1965)
		197	10,12		13/2	-1,033	
		198	17,04		0	0	
		199	23,25		1/2	+0,504117(41)	
		200	13,18	46,9 дня	0	0	Фуллер, Коэн (1965)
		201	29,45		3/2	-0,556701	
		202	0,72		0	0	
81	Tl	203		2,7 ч 53 ч 7,4 ч 26,1 ч 73,5 ч 12 дней 3,56 года	5/2	+0,830(20)	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
		204			0	0	
		205			1/2	?	
		197			1/2	+0,0017	
		198			2	+1,59	
		199			1/2	?	
		200			2	$\leq +1,59$	
		201			1/2	+0,15	
		202			2	+1,616(14)	
		203	29,50		1/2	+0,0893	
		204	70,50		2	+1,62734(42)	
82	Pb	205			1/2		Бломквист и др. (1965)
		206	1,54		0	0	
		207	22,62		0	0	
		208	22,62		1/2	+0,58954	
			53,22		0	0	

83	Bi	199 201 202 203 204 205 206 209 210	100	25 мин 1,85 ч 95 мин 11,8 ч 11,2 ч 15,3 дня 6,24 дня	9/2 9/2 5 9/2 8 9/2 6 9/2 1	? ? ? +4,59 +4,25 +5,5 +4,56 +4,0802 +0,0442	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Бломквист и др. (1965) Фуллер, Коэн (1965)
84	Po	201 202 203 204 205 206 207 209		17,5 мин 44,5 мин 42 мин 3,54 ч 1,8 ч 8,8 дня 6,2 ч 103 года	3/2 0 5/2 0 5/2 0 5/2 1/2	? 0 ? 0 +0,26 0 +0,27 ?	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
85	At	211		7,2 ч	9/2	?	Фуллер, Коэн (1965)
86	Rn				?	?	
87	Fr				?	?	
88	Ra				?	?	
89	Ac	227		21,6 года	3/2	+0,38	Фуллер, Коэн (1965)
90	Th	229 232	100	7340 лет 39·10 ¹⁰ лет	5/2 0	+0,39 0	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)

Таблица II (продолжение)

Z	Символ элемента	A	Распростра- ненность в %	$\tau_{1/2}$	f	μ в единицах μ _{яд}	Литература
91	Pa	231 233	100	32480 лет 27 дней	3/2 3/2	+1,98 +3,4	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
92	U	233 234 235 237 238	0,0056 0,7205 99,2739	62·10 ⁵ лет 2·10 ¹⁶ лет 7,1·10 ⁸ лет 6,75 дня 1·10 ¹⁶ лет	5/2 0 7/2 1/2 0	+0,52 0 +0,34 ? 0	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
93	Np	237 238 239		2,2·10 ⁶ лет 2,1 дня 2,34 дня	5/2 2 5/2	6,0(25) ? ?	
94	Pu	239 241		24360 лет 13 лет	1/2 5/2	10,27 -0,73	Фуллер, Коэн (1965) Фуллер, Коэн (1965)
95	Am	241 242 243		458 лет 16,01 ч 7,95·10 ³ лет	5/2 1 5/2	+1,58(3) +0,3808(15) +1,4	Армстронг, Маррус (1966) Армстронг, Маррус (1966) Фуллер, Коэн (1965)

Таблица III
Спины, магнитные моменты и ρ -факторы возбужденных уровней атомных ядер

Символом γ (θ , t , H) обозначен метод, в котором используется влияние внешнего магнитного поля H на анизотропию γ -излучения возбужденных ядер. Символом $\gamma\gamma$ (θ , t , H) обозначен метод, в котором использовано изменение угловой корреляции при двух последовательных γ -переходах возбужденного ядра под влиянием внешнего магнитного поля. В тех случаях, когда литературная ссылка отсутствует, это означает, что соответствующие данные взяты из обзора Боденштедта (1962).

Изотоп	λ в кэВ	Период распада	I	μ (в едини- цах μ_N)	g	Метод	Литература
F^{18}	1,131	$234 \cdot 10^{-9}$ сек	5	$ 2,840(65) $	$ 0,568(13) $	Реакция $O^{16}(He^3, p)F^{18}$ с использованием тех- ники дифференциальной временной задержки	Полетти, Фоссан (1967)
F^{19}	197	$8,5 \cdot 10^{-8}$ сек	$5/2$	$+3,50(24)$	$+1,4(1)$	Неупругое рассеяние протонов	
Ne^{19}	275	$<0,3 \cdot 10^{-9}$ сек	$1/2$			$\gamma(t, \theta, H)$	Блек и др. (1969)
Ne^{19}	238	$17,7(7) \cdot 10^{-9}$ сек	$5/2$		$-0,296(3)$	$\gamma(t, \theta, H)$	Блек и др. (1969)
Sc^{44}	69	$453(1) \cdot 10^{-9}$ сек	2	$+0,70(4)$	$+0,35(2)$	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	Бергстрем, Тибер- гер (1962)
Sc^{47}	760	$274(10) \cdot 10^{-9}$ сек	$3/2$	$+0,35(5)$	$+0,24(4)$	Реакция $Ca^{44}(\alpha, p)Sc^{47}$ с использованием тех- ники дифференциальной временной задержки	Фоссан, Полетти (1968)

Таблица III (продолжение)

Изотоп	λ в кэВ	Полупериод распада	I	μ (в единицах $\mu_{\text{яд}}$)	g	Метод	Литература
Fe^{56}	854	$7,3 \cdot 10^{-13}$ сек	2	+1,06 (10)	+0,53 (16)	Резонансное рассеяние γ -лучей	
Fe^{57}	14,4	$1,0 \cdot 10^{-7}$ сек	3/2	-0,153 (4)	-0,102 (3)	Эффект Мёсбауэра	
Ni^{61}	71	$5,0 \cdot 10^{-9}$ сек	5/2	0,14 (3)	0,056 (12)	»	
As^{76}	280	$2,4 \cdot 10^{-10}$ сек	5/2	+1,05 (10)	+0,42 (13)		
Kr^{83}	9,3	$212 \cdot 10^{-9}$ сек	7/2	-0,99 (8)		Эффект Мёсбауэра	Гриншпан и др. (1969)
Kr^{83}	9,3		7/2	-0,939 (2)	-0,283	»	Кэмпбелл и Перлов (1969)
Rb^{82}	280	6,2 ч	5	1,50 (2)	0,300 (4)	Атомный пучок	
Tc^{99}	181	$3,5 \cdot 10^{-9}$ сек	5/2	3,60 (10)	1,44 (13)	$\gamma\gamma$ (θ , ϵ , H)	
Pd^{100}	511,6	$12,0 (8) \cdot 10^{-10}$ сек	2	0,80 (7)	0,40 (34)	То же	Джоансон и др. (1968)
Ag^{104}	?	27 мин	2	+3,7 (2)	+1,85 (10)	Атомный пучок	

Cd ¹¹¹	247	$8,5 \cdot 10^{-8}$ сек	5/2	-0,783 (23)	-0,31 (1)	$\gamma\gamma$ (θ, t, H)	
Cd ¹¹¹	558,5	$1,32(9) \cdot 10^{-11}$ сек	2	0,88 (12)	0,44 (6)	$\gamma\gamma$ (θ, t, H)	Баттанери и др. (1968)
In ¹¹³	392	105 мин	1/2	-0,21050	-0,42100	Атомный пучок	
In ¹¹⁴	191	50,0 дней	5	+4,7 (1)	+0,94 (2)	Атомный пучок	
In ¹¹⁶	70	54 мин	5	+4,21 (8)	+0,88 (2)	» »	
In ¹¹⁷	660	$60 \cdot 10^{-9}$ сек	3/2	+0,95 (8)	+0,63 (5)	$\gamma\gamma$ (θ, t, H)	Пандхакипанд и др. (1967)
Sn ¹¹⁹	24	$1,9 \cdot 10^{-8}$ сек	11/2	+0,642 (25)	+0,122 (45)	Эффект Мёсбауэра	
Te ¹²⁰	560	$13,4 \cdot 10^{-12}$ сек	2		0,438 (92)	$\gamma\gamma$ (θ, t, H)	Борчерс и др. (1966)
Te ¹²²	564	$11,0 \cdot 10^{-12}$ сек	2		0,541 (36)	То же	Борчерс и др. (1966)
Te ¹²⁴	603	$8,5 \cdot 10^{-12}$ сек	2		0,585 (35)	» »	Борчерс и др. (1966)
Te ¹²⁶	667	$5,82 \cdot 10^{-12}$ сек	2		0,872 (144)	» »	Борчерс и др. (1966)
Te ¹²⁸	743	$4,36 \cdot 10^{-12}$ сек	2		0,932 (146)	» »	Борчерс и др. (1966)
Cs ¹³³	81	$6,3 \cdot 10^{-8}$ сек	5/2	+3,4 (2)	+1,36 (5)	» »	
Cs ¹³⁴	137	3,2 ч	8	+1,10 (1)	+0,138 (10)	Атомный пучок	

Т а б л и ц а III (продолжение)

Изотоп	Уровень в кэв	Полупериод распада	<i>I</i>	μ (в едини- цах $\mu_{\text{яд}}$)	<i>g</i>	Метод	Литература
Nd ¹⁵¹	131	$1,56 \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,26 (3)	Неупругое рассеяние протонов	
Pm ¹⁴⁷	92	$2,44 \cdot 10^{-9}$ сек	5/2		+0,169 (240)	$\gamma\gamma$ (θ , t , H)	
Pm ¹⁴⁹	114	$3,64 \cdot 10^{-9}$ сек	5/2	2,20 (21)	0,92 (8)	То же	Бежанов и др. (1969)
Pm ¹⁴⁹	270	$3,72 \cdot 10^{-9}$ сек	7/2	2,17 (21)	0,62 (6)	» »	Бежанов и др. (1969)
Sm ¹⁵²	125	$1,4 \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,351 (25)	Неупругое рассеяние протонов	
Sm ¹⁵²	122	$2,12 (7) \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,277 (28)	Кулоновское возбужде- ние и γ (θ , t , H)	Вольф и Шаренберг (1967)
Sm ¹⁵²	122	$2,12 (7) \cdot 10^{-9}$ сек	2	+0,832 (50)	+0,416 (25)	Эффект Мёссбауэра	Атцмони и др. (1967)
Sm ¹⁵⁴	84	$2,78 \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,30 (3)	Неупругое рассеяние протонов	
Sm ¹⁵⁴	82	$4,37 (7) \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,288 (29)	Кулоновское возбужде- ние и γ (θ , t , H)	Вольф и Шаренберг (1967)

Sm^{154}	82	$3 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	2	$+0,778 (36)$		Эффект Мессбауэра с кулоновск. возбуждением	Уилер и др. (1969)
Gd^{154}	123	$1,2 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	2		$+0,365 (35)$	$\gamma\gamma (\theta, t, H)$	
Gd^{155}	86,5	$6,35(9) \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	5/2	$-0,53 (5)$		Эффект Мессбауэра	Блюмберг и др. (1968)
Gd^{155}	105,3	$1,14 (3) \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	3/2	$+0,13(4)$ или $-0,38 (6)$		» »	Блюмберг и др. (1968)
Gd^{156}	89	$2,0 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	2		$+0,35 (6)$	$\gamma\gamma (\theta, t, H)$	
Gd^{156}	89	$3,29 (8) \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	2		$+0,296 (18)$	Кулоновское возбуждение и $\gamma (\theta, t, H)$	Вольф и Шаренберг (1967)
Gd^{158}	79	$3,69 (8) \cdot 10^{-9} \text{ сек}$			$+0,315 (26)$	То же	Вольф и Шаренберг (1967)
Gd^{160}	75	$3,92 (8) \cdot 10^{-9} \text{ сек}$			$+0,303 (26)$	» »	Вольф и Шаренберг (1967)
Dy^{160}	87	$1,8 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	2		$+0,282 (34)$	$\gamma\gamma (\theta, t, H)$	
Dy^{160}	86,7		2		$ 0,37 (4) $	Эффект Мессбауэра	Офер и др. (1965)
Dy^{161}	26	$2,7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$	3/2	$+0,61 (12)$	$+0,41 (8)$	» »	
Dy^{164}	73,39	$2,4 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$	2		$ 0,336 (14) $	» »	Мюнх (1968)

Т а б л и ц а III (продолжение)

Изотоп	Уровень в кэв	Полупериод распада	<i>I</i>	μ (в едини- цах $\mu_{\text{яд}}$)	α	Метод	Литература
Er^{164}	91,40	$1,4 \cdot 10^{-10}$ сек			$ 0,353(10) $	Эффект Мёссбауэра	Мюнк (1968)
Er^{166}	80,56	$1,8 \cdot 10^{-9}$ сек			$ 0,320(8) $	»	Мюнк (1968)
Er^{168}	81		2	$ 0,61(3) $		»	Коэн, Верник (1964)
Er^{168}	80	$1,82 \cdot 10^{-9}$ сек	2	$+0,61(12)$	$+0,300(36)$	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	
Er^{168}	79,80	$1,9 \cdot 10^{-9}$ сек			$ 0,333(8) $	Эффект Мёссбауэра	Мюнк (1968)
Er^{170}	79	?	?		$ 0,319(11) $	Эффект Мёссбауэра с кулоновским возбужде- нием	Уитгинс, Уокер (1969)
Tu^{169}	8,42	?	3/2	$-2,33(4)$		Эффект Мёссбауэра	Калвиус и др. (1963)
Tu^{169}	118	$6,2 \cdot 10^{-11}$ сек	5/2		$+0,21(6)$	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	
Yb^{170}	84,26	$1,6 \cdot 10^{-9}$ сек	2		$ 0,335(6) $	Эффект Мёссбауэра	Мюнк (1968)
Yb^{171}	66,73	$1,25(15) \cdot 10^{-9}$ сек	3/2	$ 0,351(3) $	$ 0,234(2) $	»	Гюнтер, Канкелей (1966)

Yb ¹⁷¹	75,88	$2,46(43) \cdot 10^{-9}$ сек	5/2	+1,01 (4)		»	Хеннинг и др. (1967)
Yb ¹⁷²	78,70	$1,6 \cdot 10^{-9}$ сек			0,332 (8)	»	Мюнх (1968)
Yb ¹⁷⁴	76,46	$1,8 \cdot 10^{-9}$ сек			0,337 (8)	»	Мюнх (1968)
Yb ¹⁷⁴	76,5	$1,8 \cdot 10^{-9}$ сек	2		0,338 (45)	Эффект Мёсбауэра с кулоновским возбуждением	Экк и др. (19676)
Yb ¹⁷⁶	82,2	?	2		0,381 (48)	То же	Экк и др. (19676)
Lu ¹⁷⁵	114	$6,6 \cdot 10^{-11}$ сек	9/2		+0,5 (1)	$\gamma\gamma$ (0, t , H)	
Hf ¹⁷⁷	113	$4,2 \cdot 10^{-10}$ сек	9/2		+0,22 (6)	То же	
Hf ¹⁷⁸	93	$1,50(3) \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,29 (2)	»	Карлсон и др. (1962)
Hf ¹⁸⁰	93	$1,5 \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,371	»	
Hf ¹⁸¹	309	$8,1 \cdot 10^{-11}$ сек	4		+0,5 (1)	»	
Ta ¹⁸¹	482	$1,08 \cdot 10^{-8}$ сек	5/2	+3,45 (8)	+1,36 (3)	»	
W ¹⁸²	100	$1,37 \cdot 10^{-9}$ сек	2		+0,404 (27)	Неупругое рассеяние протонов	

Таблица III (продолжение)

Изотоп	Уровень в кэВ	Полупериод распада	I	μ (в едини- цах $\mu_{\text{яд}}$)	g	Метод	Литература
W^{182}	1289	$1,00(5) \cdot 10^{-9}$ сек	2	$+1,04(24)$	$+0,52(12)$	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	Баттачери и др. (1968)
W^{182}	100,1		2		$ 0,266(9) $	Эффект Мёсбауэра	Перссон и др. (1968)
W^{184}	111,1		2		$ 0,295(10) $	»	Перссон и др. (1968)
W^{184}	111	$1,28 \cdot 10^{-9}$ сек	2		$+0,38(5)$	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	
W^{186}	122,5		2		$ 0,312(11) $	Эффект Мёсбауэра	Перссон и др. (1968)
Os^{186}	137	$0,84 \cdot 10^{-9}$ сек	2		$+0,316(28)$	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	
Os^{188}	155	$5,8 \cdot 10^{-10}$ сек	2		$+0,316(43)$	То же	
Os^{189}	36,2	$0,72(4) \cdot 10^{-9}$ сек	$1/2$	$ 0,226(29) $		Эффект Мёсбауэра	Вагнер и др. (1969)
Os^{192}	205,79	$3,03 \cdot 10^{-10}$ сек	2		$ 0,28(4) $	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	Леванони (1969)
Ir^{191}	129	$144(10) \cdot 10^{-12}$ сек	$5/2$	$+0,55(5)$	$+0,22(2)$	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$ + эффект Мёсбауэра	Оуэнс и др. (1969)

Ir^{191}	82,4	$5,5(5) \cdot 10^{-9}$ сек	1/2	+0,52 (3)	+1,03 (5)	То же	Оуэнс и др. (1969)
Ir^{191}	82,4		1/2		+1,083 (9)	Эффект Мёсбауэра	Вагнер и др. (1967)
Ir^{198}	73		1/2		+0,9400 (19)	Эффект Мёсбауэра	Вагнер и др. (1967)
Pt^{192}	316,49	$5,05(43) \cdot 10^{-11}$ сек	2		0,28 (3)	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	Леванони (1969)
Pt^{192}	612,43	$3,4(19) \cdot 10^{-11}$ сек	2		-0,13 (7)	То же	Леванони (1969)
$[\text{Hg}]^{197}$	297	$2\frac{1}{4}$ ч	13/2	-1,037 (20)	-0,160 (3)	СТС в оптических следах	
Hg^{199}	158	$2,33 \cdot 10^{-9}$ сек	5/2		+0,413 (32)	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	
Tl^{203}	279	$0,283 \cdot 10^{-9}$ сек	3/2	+0,4 (3)	+0,27 (20)	Резонансное рассеяние γ -лучей	
Pb^{204}	1274	$2,6 \cdot 10^{-7}$ сек	4		+0,054(5)	$\gamma\gamma(\theta, t, H)$	
Pb^{208}	3,108	$4,30(25) \cdot 10^{-10}$ сек	5	-11 (14)	-0,021 (27)	То же	Джоансон и др. (1967)

ЛИТЕРАТУРА

- Абарбанел и др. (1966) (H. D. I. Abarbanel, C. G. Callan, Jr., D. H. Sharp), *Phys. Rev.* **143**, 1225.
- Абрагам, Паунд (1953) (A. Abragam, R. V. Pound), *Phys. Rev.* **92**, 943.
- Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. (1962), Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, М.
- Адемолло и др. (1969) (M. Ademollo, R. Gatto, G. Longhi), *Phys. Rev.* **179**, 1601.
- Адлер (1966) (R. J. Adler), *Phys. Rev.* **141**, 1499.
- Адлер и др. (1970) (S. L. Adler, J. N. Bahcall, C. G. Callan, M. N. Rosenbluth), *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1061.
- Айдин, Барут (1969) (Z. Z. Aydin, A. O. Barut), *Nuov. Cim.* **63A**, 784.
- Алдинс и др. (1970) (J. Aldins, S. J. Brodsky, A. J. Dufner, T. Kinoshita), *Phys. Rev.* **1D**, 2378.
- Али и др. (1965) (D. Ali, I. Maleh, R. Marrus), *Phys. Rev.* **138**, B 1356.
- Алли и др. (1971) (P. W. Ally, J. R. Benbrook, V. Cook, G. Glass, K. Green, J. F. Hague, R. W. Williams), *Phys. Rev.* **3D**, 75.
- Альбрехт и др. (1967) (W. Albrecht, H.-J. Behrend, H. Dorner, W. Flanger, H. Hultschig), *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1014.
- Альварец, Блох (1940) (L. Alvarez, F. Bloch), *Phys. Rev.* **57**, 111.
- Альварец и др. (1970) (L. W. Alvarez, Ph. H. Eberhard, P. P. Ross, R. D. Watt), *Science* **167**, 701.
- Альдер, Стеффен (1964) (B. K. Alder, R. M. Steffen), *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **14**, 403.
- Альтшулер С. А., Козырев Б. М. (1961), Электронный парамагнитный резонанс, М., Физматгиз; изд. 2-е, изд. «Наука», М., 1972.
- Амадия, Таха (1970) (A. Amadya, M. O. Taha), *Phys. Rev.* **1D**, 2147.
- Амальди (1961) (E. Amaldi), *Nuov. Cim. suppl.* **19** (2), 101 (перев. с итал. УФН **78**, 499 (1962)).
- Амальди и др. (1961) (E. Amaldi, G. Baroni, H. Bradner, M. G. de Carvalho, L. Hoffmann, A. Manfredini, G. Vanderhaaghe), *Proc. of the Aix-on-Provence Conf.*, p. 155.
- Амальди и др. (1963) (E. Amaldi, G. Baroni, H. Bradner, M. G. de Carvalho, L. Hoffmann, A. Manfredini, G. Vanderhaaghe), Препринт, CERN, Rep. 63-13 (см. перев. с англ. в сб. «Монополю Дирака», «Мир», М., 1970, стр. 112, а также *Nuov. Cim.* **28**, 773 (1965)).
- Амблер, Хэдсон (1955) (E. Ambler, R. P. Hudson), *Phys. Rev.* **97**, 1212.

- Амес и др. (1965) (O. Ames, E. A. Phillips, S. S. Glickstein), Phys. Rev. **136**, B1157.
- Андерсон, Крауфорд (1964) (J. A. Anderson, F. S. Crawford, Jr.), Phys. Rev. Lett. **13**, 167.
- Анисович и др. (1967) (В. В. Анисович, С. С. Герштейн, В. Н. Фоломешкин), Письма ЖЭТФ **5**, 336.
- Аппелквист, Бродский (1970) (T. Appelquist, S. J. Brodsky), Phys. Rev. Lett. **24**, 562.
- Арима, Хори (1954а) (A. Arima, H. Horie), Prog. Theor. Phys. **11**, 567.
- Арима, Хори (1954б) (A. Arima, H. Horie), Prog. Theor. Phys. **11**, 263.
- Аркадьев В. К. (1913), ЖРФХО, часть физ. **45**, 103, 312.
- Аркадьев В. К. (1924), Магнитная спектроскопия, Изд. НТО ВДНХ, Москва.
- Армстронг, Маррус (1965) (L. Armstrong, Jr., R. Marrus), Phys. Rev. **138**, B310.
- Армстронг, Маррус (1966) (L. Armstrong, Jr., R. Marrus), Phys. Rev. **144**, 994.
- Арнольд, Робертс (1947) (W. Arnold, A. Roberts), Phys. Rev. **70**, 878.
- Арунасалам (1969) (V. Arunasalam), Am. J. Phys. **37**, 877.
- Арцимович Л. А., Померанчук И. Я. (1945), J. Phys. USSR **9**, 267.
- Атцмони и др. (1967) (U. Atzmony, E. R. Bauminger, D. Froindlide, S. Ofer), Phys. Lett. **26**, B81.
- Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. (1959), Квантовая электродинамика, 2-ое изд., М., Физматгиз.
- Ахиезер А. И., Рекало М. П. (1965), Письма ЖЭТФ **1**, 47.
- Ачариа (1969) (R. Acharya), Lett. Nuov. Cim. **1**, 612.
- Бааде, Цвикки (1934) (W. Baade, F. Zwicky), Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. **20**, 259.
- Бабаев и др. (1965) (З. Р. Бабаев, В. С. Замиралов, Л. Д. Соловьев), Письма ЖЭТФ **2**, 314.
- Байль (1961) (D. Bayl), Compt. rend. **252**, 3535.
- Байрон и др. (1963) (F. W. Byron, Jr., M. N. McDermott, R. Novick), Phys. Rev. **132**, 1181.
- Байрон и др. (1964а) (F. W. Byron, Jr., M. N. McDermott, R. Novick, B. W. Perry, E. B. Saloman), Phys. Rev. **134**, A47.
- Байрон и др. (1964б) (F. W. Byron, Jr., M. N. McDermott, R. Novick, B. W. Perry, E. B. Saloman), Phys. Rev. **136**, B1654.
- Бакер и др. (1964) (M. R. Baker, Ch. H. Anderson, N. F. Ramsey), Phys. Rev. **133**, A1533.
- Балакришнан Р., Балакришнан В. (1971) (R. and V. Balakrishnan), J. Low Temp. Phys. **5**, 81.
- Балакришнан Р., Ланге (1971) (R. Balakrishnan, R. V. Lange), J. de phys. **32**, Suppl. 2—3, C1, 228.
- Баллинг, Пипкин (1965) (L. C. Balling, F. M. Pipkin), Phys. Rev. **139**, A19.
- Бандере (1946) (P. P. Banderet), Helv. Phys. Acta **19**, 503.
- Барков и др. (1971) (Л. М. Барков, И. И. Гуревич, Л. А. Макарьяна, В. Н. Мательянов, А. П. Мишакова, Б. В. Огурцов, Л. В. Суркова, В. Г. Тарасенков, С. Х. Хакимов, Л. А. Чернышова, С. А. Чуева), Письма ЖЭТФ **14**, 93.
- Барретт (1968) (S. M. Barrett), Phys. Rev. **170**, 1653.
- Бартон (1972) (G. Barton), Phys. Rev. A **5**, 468.

- Барут и др. (1968) (A. O. Barut, D. Corrigan, H. Kleinert), Phys. Rev. Lett. 20, 167.
- Барут (1971) (A. O. Barut), Phys. Rev. D3, 1747.
- Басьюни А., Курдгеландзе Д. (1969), Вестник МГУ (физика, астрономия) № 4, 107.
- Баттачери и др. (1967) (S. K. Bhattacharjee, J. D. Bowman, E. N. Kaufmann), Phys. Rev. Lett. 18, 223.
- Баттачерри и др. (1968) (S. K. Bhattacharjee, J. D. Bowman, E. N. Kaufmann), Phys. Lett. 26, B583.
- Баттон, Маглик (1962) (J. Button, B. Maglic), Phys. Rev. 127, 1297.
- Баумингер и др. (1961) (R. Bauminger, S. G. Cohen, A. Marinov, S. Ofer), Phys. Rev. Lett. 6, 467.
- Бауэр (1951) (E. Bauer), Proc. Camb. Phil. Soc. 47, 777.
- Бачер (1933) (R. F. Bacher), Phys. Rev. 43, 1001.
- Бег и др. (1964) (M. A. B. Bég, B. W. Lee, A. Pais), Phys. Rev. Lett. 13, 514.
- Бег, Паис (1965) (M. A. B. Bég, A. Pais), Phys. Rev. 137, B1514.
- Бежанов и др. (1964) (Р. Б. Бежанов, Д. Ж. Гаффаров, К. Т. Салихбаев), Письма ЖЭТФ 9, 413.
- Бейли и др. (1968) (J. Bailey, W. Bartl, G. von Bochmann, R. C. A. Brown, F. J. M. Farley, H. Jöstlein, E. Picasso, R. W. Williams), Phys. Lett. 28B, 287.
- Бейли и др. (1971) (J. M. Bailey, W. E. Cleland, V. W. Hughes, R. Prepost, K. Ziock), Phys. Rev. A3, 871.
- Бейли и др. (1972) (J. Bailey, W. Bartl, G. von Bochmann, R. C. A. Brown et al.), Nuov. Cim. 9A, 369.
- Бек и др. (1963) (F. Beck, H. Steinwedel, G. Sussman), Zs. Phys. 171, 189.
- Беллами и др. (1953) (E. H. Bellamy, K. F. Smith), Phil. Mag. (7) 44, 33.
- Бельинфанте (1939) (F. J. Belinfante), Physica 6, 870.
- Бельинфанте (1953) (F. J. Belinfante), Phys. Rev. 92, 997.
- Берестецкий В. Б. (1949), ЖЭТФ 19, 1130.
- Берестецкий В. Б., Ландау Л. Д. (1949а), ЖЭТФ 19, 673.
- Берестецкий В. Б., Ландау Л. Д. (1949б), ЖЭТФ 19, 1130.
- Берестецкий В. Б. (1965), УФН 85, 493.
- Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. (1968), Релятивистская квантовая теория (из серии: Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, том IV, часть 1), М., «Наука».
- Бернардес, Примаков (1960) (N. Bernardes, H. Primakoff), Phys. Rev. 119, 968.
- Бернштейн, Гольдбергер (1958) (J. Bernstein, M. L. Goldberger), Rev. Mod. Phys. 30, 465.
- Бернштейн и др. (1964) (A. M. Bernstein, R. A. Haberstroh, D. R. Hamilton, M. Posner, J. L. Snider), Phys. Rev. 136, B27.
- Бернье, Ландесман (1969) (M. Bernier, A. Landesman), Sol. St. Commun. 7, 529.
- Бернье (1970) (M. Bernier), J. Low Temp. Phys. 3, 29.
- Беррондо, Макинтош (1970) (M. Berrondo, H. V. McIntosh), J. Math. Phys. 11, 125.
- Бете (1947) (H. A. Bethe), Phys. Rev. 72, 339.
- Бете, Сальпитер (1951) (E. E. Salpeter, H. A. Bethe), Phys. Rev. 84, 1232.

- Бете (1956) (H. A. Bethe), Phys. Rev. 103, 1353 (см. перев. с англ. в сб. «Вопросы квантовой теории многих тел», стр. 11, ИЛ, 1959).
- Бете Г., Гофман Ф. (1957), Мезоны и поля, перев. с англ., М., ИЛ.
- Бете Г., Моррисон П. (1958) (H. A. Bethe, P. Morrison), Элементарная теория ядра, перев. с англ., М., ИЛ.
- Бете Г., Солпитер Е. (1960) (H. A. Bethe, E. E. Salpeter), Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, перев. с англ., М., ИЛ.
- Беш и др. (1968) (H. J. Besch, U. Köpf, E. W. Otten, Ch. von Platten), Phys. Lett. 26, B721.
- Биалус (1962) (A. Bialus), Acta Phys. Polon. 22, 499.
- Бингхэм и др. (1970) (G. Mc. D. Bingham, V. Cook, J. W. Humphrey, O. R. Sander, P. W. Williams), Phys. Rev. 1D, 3010.
- Блатт, Вайскопф (1954) (J. M. Blatt, V. F. Weisskopf), Теоретическая ядерная физика, перев. с англ., М., ИЛ.
- Блез, Шантрель (1953) (J. Blaise, H. Chantrel), J. Phys. Rad. 14, 135.
- Блек и др. (1969) (J. M. Bleck, D. W. Haag, W. Leitz, R. Michaelsen, W. Ribbe, F. Schelschmidt), Nucl. Phys. A123, 65.
- Блин-Стойл (1957) (R. J. Blin-Stoyle), Theories of nuclear moments, Oxford Univ. Press, Oxford.
- Бломквист и др. (1965) (J. Blomquist, N. Freed, H. O. Zetterström), Phys. Lett. 18, 47.
- Блох (1936) (F. Bloch), Phys. Rev. 50, 259.
- Блох (1937) (F. Bloch), Phys. Rev. 51, 994.
- Блох, Раби (1945) (F. Bloch, I. Rabi), Rev. Mod. Phys. 17, 247.
- Блох (1946) (F. Bloch), Phys. Rev. 70, 460.
- Блох и др. (1946a) (F. Bloch, W. Hansen, M. Packard), Phys. Rev. 69, 127.
- Блох и др. (1946b) (F. Bloch, W. Hansen, M. Packard), Phys. Rev. 70, 474.
- Блох и др. (1948) (F. Bloch, D. Nicodemus, H. Staub), Phys. Rev. 74, 1025.
- Блохинцев Д. И. (1961), Основы квантовой механики, 3-е изд., М., «Высшая школа».
- Блумберг и др. (1968) (H. Blumberg, B. Persson, M. Bent), Phys. Rev. 170, 1076.
- Боголюбов и др. (1958), (Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов), Вопросы дисперсионных соотношений, Физматгиз, М.
- Боголюбов и др. (1965) (Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе), Препринт ОИЯИ Д-1968 (Дубна).
- Боголюбов Н. Н. (1966), Препринт ОИЯИ Р-2569 (Дубна).
- Боденштедт (1962) (E. Bodenstein), Fortschr. Phys. 10, 321.
- Боденштедт, Роджерс (1964) (E. Bodenstein, J. D. Rogers), Magnetic Moments of Excited Nuclear States, статья в сб. «Perturbed Angular Correlation», North Holland Publ. Co., Amsterdam.
- Болотовский Б. М., Воронин В. С. (1962), Изв. ВУЗов СССР, радиофизика 5, № 5, 1033.
- Болотовский Б. М., Усачев Ю. Д. (1970), Вступительная статья к сб. переводов «Монополю Дирака», М., «Мир».
- Бом (1965) (D. Bohm), Квантовая теория, перев. с англ., 2-е изд. Физматгиз, М.

- Бор Н. (1936) (N. Bohr), *Nature* **137**, 344, 350 (перевод: УФН **16**, 425 (1936)).
- Бор, Калькар (1937) (N. Bohr, F. Kalkar), *Dann. Mat. Fys. Medd.* **14**, № 10 (перевод: УФН **20**, 1 (1938)).
- Бор О. (1952) (Å. Bohr), *Dann. Mat. Fys. Medd.* **26**, № 14.
- Бор О., Моттelson (1953) (Å. Bohr, B. Mottelson), *Dann. Mat. Fys. Medd.* **27**, № 16.
- Борчерс и др. (1966) (R. R. Borchers, J. D. Bronson, D. E. Murnick, L. Grodzins), *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1099.
- Боу (1963a) (J. F. Bow), *Phys. Rev.* **130**, 1931.
- Боу (1963b) (J. F. Bow), *Phys. Rev.* **130**, 1947.
- Боу (1967) (J. F. Bow), *Phys. Rev.* **159**, 775.
- Боукок (1968) (J. E. Bowcock), *Zs. Phys.* **211**, 400.
- Бочнаки, Огаза (1965) (Z. G. Bochnacki, S. Ogaza), *Nucl. Phys.* **69**, 186.
- Браднер, Исбелл (1959) (H. Bradner, W. H. Isbell), *Phys. Rev.* **114**, 603.
- Бракнер и др. (1949) (K. Bruecner, W. Hartsough, E. Hayward, W. Powell), *Phys. Rev.* **75**, 555.
- Брамон и др. (A. Bramon, E. Etim, M. Greco), *Phys. Lett.* **39B**, 514.
- Бреди, Дейч (1950) (E. L. Brady, M. Deutsch), *Phys. Rev.* **78**, 588.
- Брейт (1947) (G. Breit), *Phys. Rev.* **72**, 984.
- Брейт (1948a) (G. Breit), *Phys. Rev.* **73**, 1410.
- Брейт (1948b) (G. Breit), *Phys. Rev.* **74**, 656.
- Брендow (1963) (B. H. Brandow), *Phys. Lett.* **4**, 8.
- Брин (1960) (R. G. Breene, Jr.), *Phys. Rev.* **119**, 1615.
- Бродский, Дрелл (1970) (S. J. Brodsky, S. D. Drell), *Annual Rev. Nucl. Sci.*, ed. E. Segrè, **20**, 147 (Palv. Alto Californ., USA); перевод с англ. УФН **107**, 57 (1972).
- Бродский, Киношита (1971) (S. J. Brodsky, T. Kinoshita), *Phys. Rev. D3*, 356.
- Броун и др. (1969) (L. M. Brown, H. Muncze, P. Singer), *Phys. Rev.* **180**, 1474.
- Броун (1970) (P. F. Browne), *Ann. d. Phys.* **59**, 254.
- Броунелл, Каллуэй (1969) (D. H. Brownell, Jr., J. Callaway), *Nuov. Cim.* **60B**, 169.
- Брюэр и др. (1971) (J. H. Brewer, K. M. Crowe, R. F. Johnson, A. Schenck, R. W. Williams), *Phys. Rev. Lett.* **27**, 297.
- Будик, Маррус (1963) (B. Budick, R. Marrus), *Phys. Rev.* **132**, 723.
- Будик и др. (1964) (B. Budick, I. Muleh, R. Marrus), *Phys. Rev.* **135**, B128.
- Буллоу, Чаудри (1971) (R. K. Bullough, P. I. Caudrey), *J. Phys. A (Gen. Phys.)* **4**, L41.
- Бур дю, Роджерс (1963), (J. de Boer, J. D. Rogers), *Phys. Lett.* **3**, 304.
- Бэйкер и др. (1967) (G. A. Baker, Jr., H. E. Gilbert, J. Eve, G. H. Rushbrook), *Phys. Rev.* **164**, 800.
- Бэргстрём, Тибергер (1962) (I. Bergström, P. Thieberger), *Arkiv för Fys.* **22**, 307.
- Бялински-Бируля И., Бялински-Бируля З. (1971) (I. and Z. Bialynski-Birula), *Phys. Rev. D3*, 2410.
- Вавер (1953) (H. E. Weaver, Jr.), *Phys. Rev.* **89**, 923.
- Вагнер и др. (1967) (F. Wagner, G. Kaendl, P. Kienle, H. J. Körner), *Zs. Phys.* **207**, 500.

- Вагнер и др. (1969) (F. Wagner, G. Kaindl, H. Bohn, U. Rable, H. Schaller, P. Kienle), Phys. Lett. 28B, 548.
- Вайнштейн и др. (1954) (R. Weinstein, M. Deutsch, S. Brown), Phys. Rev. 94, 758.
- Вайнштейн и др. (1955) (R. Weinstein, M. Deutsch, S. Brown), Phys. Rev. 98, 223.
- Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б. (1972), УФН 106, 431.
- Ван ден Боут и др. (1968a) (P. A. Van den Bout, A. Dymanus, V. J. Ehlers, M. H. Prior, H. A. Shugart), Phys. Rev. 166, 1131.
- Ван ден Боут и др. (1968b) (P. A. Van den Bout, E. Aygun, V. J. Ehlers, T. Incesu, A. Saglakoglu, H. A. Shugart), Phys. Rev. 165, 88.
- Ван Флек (1948) (J. H. Van Vleck), Phys. Rev. 74, 1168.
- Ван Хов (1964) (L. van Hove), УФН 84, 355.
- Варма (1970) (C. M. Varma), Phys. Rev. Lett. 24, 203.
- Вейнберг (1965) (S. Weinberg), Phys. Rev. 138, B988.
- Вейскопф (1936) (V. Weisskopf), Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 14, № 6.
- Велтон (1948) (T. Welton), Phys. Rev. 74, 1157.
- Вентцель (1966) (G. Wentzel), Prog. Theor. Phys. Suppl. 37—38, 163 (см. перевод в сб. «Монополь Дирака», Изд. «Мир», М., 1970, стр. 313).
- Вест (1970) (G. B. West), Phys. Rev. Lett. 24, 1206.
- Вестфаль (1967) (K. Westphahl), Ann. d. Phys. 20, 241.
- Вибури (1962) (B. G. Wybourne), J. Chem. Phys. 37, 1807.
- Виггинс, Уокер (1969) (J. W. Wiggins, J. C. Walker), Phys. Rev. 177, 1786.
- Вильсон (1949) (H. A. Wilson), Phys. Rev. 75, 309.
- Вильсон и др. (1960) (R. R. Wilson, K. Berkelman, J. Cassels, D. N. Olson), Nature 188, 94.
- Винклер и др. (1972) (P. F. Winkler, D. Kleppner, Th. Myint, F. G. Walter), Phys. Rev. A5, 83.
- Вихерс, Бруссард (1965) (G. Wiechers, P. J. Brussaard), Nucl. Phys. 73, 604.
- Вольтер (1967) (H. Wolter), Zs. Phys. 205, 492.
- Вольф и Шаренберг (1967) (P. J. Wolff, R. P. Scharenberg), Phys. Rev. 160, 866.
- Вонсовский С. В. (1971), Магнетизм, изд. «Наука», М.
- Вонсовский С. В., Свирский М. С. (1972), в сб. «Проблемы теоретической физики. Памяти И. Е. Тамма», «Наука», М., стр. 389.
- Вяльцев А. Н. (1963), Легчайшие атомные ядра, Изд. АН СССР, М.
- Газиорович С. (1969), Физика элементарных частиц, перев. с англ., Изд. «Наука», М.
- Гамблин (1969) (R. L. Gamblin), J. Math. Phys. 10, 46.
- Гарвин, Ландесман (1965) (R. Garvin, A. Landesman), Physics 2, 107.
- Гарретт и др. (1967) (G. J. Garrett, A. D. Jackson, Jr., O. Ames), Phys. Rev. 168, 1152.
- Гаррисон и др. (1963) (H. Harrison, N. A. Krall, O. C. Eldridge, F. Fehsenfeld, W. L. Fite, W. B. Teutsch), Am. J. Phys. 31, 249.
- Гатто и др. (1966) (R. Gatto, G. Preparata, L. Maiani), Phys. Lett. 21, 459.
- Гебель (1972) (C. J. Goebel), Phys. Rev. Lett. 29, 1042.

- Гейзенберг (1932a) (W. Heisenberg), Физические основы квантовой механики, перев. с немецк., ГТТИ, М.—Л.
- Гейзенберг (1932b) (W. Heisenberg), Zs. Phys. 77, 1.
- Гейзенберг, Эйлер (1936) (W. Heisenberg, H. Euler), Zs. Phys. 98, 714.
- Гелл, Лихтенберг (1969) (Y. Gell, D. B. Lichtenberg), Nuov. Cim. 61, 27.
- Гелл-Манн (1961) (M. Gell-Mann), California Inst. of Technology Synchrotron Lab. Rep. CTSL-2 (перевод с англ. в сб. «Элементарные частицы и компенсирующие поля», Изд. «Мир», М., 1964, стр. 117).
- Гелл-Манн (1962) (M. Gell-Mann), Phys. Rev. 125, 1067.
- Гелл-Манн (1964) (M. Gell-Mann), Phys. Lett. 8, 214.
- Гелл-Манн и др. (1964) (M. Гелл-Манн, А. Розенфельд, Дж. Чу), перев. с англ., УФН 83, 695 (G. F. Chew, M. Gell-Mann, A. H. Rosenfeld, Sci. Amer. 210, 74 (1964)).
- Генри, Сильвер (1969) (G. R. Henry, J. E. Silver), Phys. Rev. 180, 1202.
- Генри и др. (1969) (G. R. Henry, G. Schrank, R. A. Swanson), Nuov. Cim. 63A, 995.
- Герлах, Штерн (1924) (W. Gerlach, O. Stern), Ann. Phys. 74, 673.
- Герцберг (1948) (G. Herzberg), Атомные спектры и строение атомов, перев. с немецк., ИЛ, М.
- Герштейн и др. (1970a) (I. S. Gerstein, K. Gottfried, K. Huang), Phys. Rev. Lett. 24, 294.
- Герштейн и др. (1970b) (I. S. Gerstein, H. J. Schnitzer, Tung-Fong Wong, G. S. Guralnik), Phys. Rev. 1D, 3442.
- Герштенбергер и Ногами (1972) (R. V. Gerstenberger, Y. Nogami), Phys. Rev. Lett. 29, 233.
- Гиглбергер, Пенселин (1967) (D. Giglberger, S. Penselin), Zs. Phys. 199, 244.
- Гиллеланд, Рич (1969) (J. Gilleland, A. Rich), Phys. Rev. Lett. 23, 1130.
- Гиллеланд, Рич (1972) (J. R. Gilleland, A. Rich), Phys. Rev. A5, 38.
- Гинзбург В. Л. (1941), ЖЭТФ 11, 620.
- Гинзбург В. Л., Тамм И. Е. (1947), ЖЭТФ 17, 227.
- Гинзбург и др. (1969) (В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, В. В. Зайцев), УФН 98, 201.
- Гинзбург В. Л. (1969), УФН 99, 514.
- Гинзбург В. Л. (1971), УФН 103, 393.
- Гинзбург В. Л. (1972), в сб. «Проблемы теоретической физики. Памяти И. Е. Тамма», «Наука», М., стр. 192.
- Гиффард и др. (1971) (R. P. Giffard, W. S. Truscott, J. Hatton), J. Low Temp. Phys. 4, 153.
- Глайде (1970) (H. R. Glyde), Phys. Rev. A1, 296.
- Глюк, Вагнер (1971) (M. Glück, S. Wagner), Phys. Rev. 3D, 1669.
- Голденберг, Шерф (1964) (J. Goldenberg, C. Schaerf), Phys. Rev. Lett. 12, 298.
- Гольдберг, Сривастава (1971) (H. Goldberg, V. N. Srivastava), Phys. Rev. 4, 1426.
- Гольдман, Остер (1964) (R. Goldman, L. Oster), Phys. Rev. 136, A602.
- Гольдхабер (1965) (A. S. Goldhaber), Phys. Rev. 140, B1407 (см. перев. с англ. в сб. «Монополю Дирака», Изд. «Мир», М., 1970, стр. 269).

- Гомбаш (1951) (P. Gombas), Статистическая теория атома и ее применения, перев. с немецк., ИЛ, М.
- Горди и др. (1955) (W. Gordy, W. V. Smith, R. Trambarulo), Радиоспектроскопия, перев. с англ., ИЛ, М.
- Гортер (1936) (C. J. Gorter), *Physica* 3, 995.
- Гото (1963) (E. Goto), *Prog. Theor. Phys.* 30, 700.
- Гото и др. (1963) (E. Goto, H. H. Kolm, K. W. Ford), *Phys. Rev.* 132, 387.
- Гото (1965) (T. Goto), *Prog. Theor. Phys.* 33, 889.
- Готье (1957) (P. Gautier), *Compt. rend.* 245, 45.
- Гофман (1957) (H. Hofmann), *Acta phys. austriaca* 11, 241.
- Гоффманн и др. (1937) (A. Hoffmann, St. Livingstone, H. Bethe), *Phys. Rev.* 51, 214.
- Грайер и др. (1971) (G. Grayer, B. Hyams, C. Jones, P. Schlein et al.), *Phys. Lett.* 35B, 610.
- Грангер, Форд (1972) (S. Granger, G. W. Ford), *Phys. Rev. Lett.* 28, 1479.
- Грейнер (1966) (W. Greiner), *Nucl. Phys.* 80, 417.
- Гренблом (1935) (B. O. Grönblom), *Zs. Phys.* 98, 283.
- Гриншпан и др. (1969) (M. Greenshpan, D. Treves, S. Bukshpan, T. Sonning), *Phys. Rev.* 178, 1802.
- Грисару, Висинеску (1972) (M. T. Grisary, M. M. Visinescu), *Nuov. Cim.* 7A, 417.
- Гриффи, Юу (1965) (T. A. Griffy, D. U. L. Yu), *Phys. Rev.* 139, 3880.
- Гриффитц (1964) (J. S. Griffith), *The theory of transition-metal ions*, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Гродзинс (1968) (L. Grodzins), *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 18, 291 (см. перев. с англ.: УФН 103, 37 (1971)).
- Гуйер, Зане (1969) (R. A. Guyer, L. I. Zane), *Phys. Rev.* 188, 445.
- Гуйер, Зане (1970) (R. A. Guyer, L. I. Zane), *Phys. Rev. Lett.* 24, 660.
- Гупта (1949) (S. N. Gupta), *Nature* 163, 686.
- Гуревич и др. (1970) (И. И. Гуревич, С. Х. Хакимов, В. П. Мартемьянов и др.), *Phys. Lett.* 31B, 399.
- Гуревич и др. (1972) (И. И. Гуревич, С. Х. Хакимов, В. П. Мартемьянов и др.), *Phys. Lett.* 38B, 549.
- Гурдин, де Рафаэль (1969) (M. Gourdin, E. de Rafael), *Nucl. Phys.* 10B, 667.
- Гюнтер, Канкелей (1966) (C. Gunther, E. Kankeleit), *Phys. Lett.* 22, 443.
- Давыдов А. С. (1958), Теория атомного ядра, Физматгиз, М.
- Давыдов А. С. (1963), Квантовая механика, Физматгиз, М.
- Дако (1959) (E. Dacos), *Bull. Sci. A. I. M.* 72, 73.
- Далитц, Таккер (1965) (R. H. Dalitz, T. W. Thacker), *Phys. Rev. Lett.* 15, 204.
- Даль-Иенсен и др. (1971) (E. Dahl-Jensen, N. Doble, D. Evans, A. J. Herz et al.), *Nuov. Cim.* 3A, 1.
- Даннинг и др. (1964) (J. R. Dunning, Jr., K. W. Chen, A. A. Cone, G. Hartwig, N. F. Ramsey, J. K. Walker, R. Wilson), *Phys. Rev. Lett.* 13, 631.
- Датцев (1962) (A. B. Datzeff), *J. phys. rad.* 23, 241.
- Дахамен, Пенселин (1967) (H. Dahamen, S. Penselin), *Zs. Phys.* 200, 456.
- Де Во и др. (1970) (R. De Voe, P. M. McIntyre, A. Magnon, D. J. Stowell, R. A. Swanson, V. L. Telegdi), *Phys. Rev. Lett.* 25, 1779.

- Дейли, Холлоуэй (1954) (R. T. Daly, Jr., J. H. Holloway), Phys. Rev. 96, 539.
- Дейч, Дулит (1951) (M. Deutsh, E. Dulit), Phys. Rev. 84, 60.
- Дейч, Броун (1952) (M. Deutsh, S. Brown), Phys. Rev. 85, 1047.
- Де Руйула и др. (1970) (A. De Rújula, B. Lautrup, A. Peterman), Phys. Lett. 33B, 605.
- Де Руйула, Лотруп (1972) (A. De Rújula, B. Lautrup), Lett. Nuov. Cim. 3, 49.
- Джамес (1968) (K. R. James), J. Phys. A (Proc. Phys. Soc.) 1, 475.
- Джарлског (1971) (C. Jarlskog), Nuov. Cim. 6A, 350.
- Джекив, Вейнбери (1972) (R. Jackiw, S. Weinbery), Phys. Rev. 5, 2396.
- Джекобс и др. (1969) (R. R. Jacobs, K. R. Lea, W. E. Lamb, Jr.), Bull. Am. Phys. Soc. 14, 525.
- Джексон и др. (1968) (A. D. Jackson, Jr., E. H. Kogers, Jr., Garrett G. J.), Phys. Rev. 175, 65.
- Джоансон и др. (1967) (K. Johansson, A. S. Gustafsson, A. G. Svensson), Ark. Fys. 34, 97.
- Джоансон и др. (1968) (K. Johansson, L. O. Norlin, G. Carlsson), Ark. Fys. 37, 445.
- Джозеф (1972) (A. Joseph), Phys. Rev. 5, 313.
- Джонсон, Липпманн (1949) (M. H. Johnson, B. A. Lippmann), Phys. Rev. 76, 828.
- Джонсон, Липпманн (1950) (M. H. Johnson, B. A. Lippmann), Phys. Rev. 77, 702.
- Джонсон, Соренсен (1970) (J. Johnson, R. A. Sorensen), Phys. Rev. 20, 102.
- Джонсон, Уитли (1970) (R. T. Johnson, J. C. Wheatley), Phys. Rev. A1, 1836.
- Дивер, Файербанк (1961) (B. S. Deaver, W. M. Fairbank), Phys. Rev. Lett. 7, 43.
- Дирак (1928) (P. A. M. Dirac), Proc. Roy. Soc. 117A, 610.
- Дирак (1931) (P. A. M. Dirac), Proc. Roy. Soc. A133, 60 (см. перев. с англ. в сб. «Монополь Дирака», «Мир», М., 1970, стр. 40).
- Дирак (1948) (P. A. M. Dirac), Phys. Rev. 74, 817 (см. перев. с англ. в сб. «Монополь Дирака», «Мир», М., 1970, стр. 58).
- Дирак (1963) (P. A. M. Dirac), Sci. Am. 208, № 5, 45.
- Добрецов Л., Теренин А. (1928), Naturwiss. 16, 656.
- Добровольский и др. (1956) (W. Dobrowolski, R. V. Jones, C. D. Jeffries), Phys. Rev. 104, 1378.
- Додсворт, Шугарт (1966) (B. M. Dodsworth, H. A. Shugart), Phys. Rev. 142, 638.
- Долгинов А. З. (1961), Обзор в коллективной монографии «Гамма-лучи» под ред. Л. А. Слива, Изд. АН СССР, М.—Л., гл. 6, стр. 523—681.
- Домогацкий Г. В., Железных И. М. (1969), Ядерная физика 10, 1238.
- Дорман Л. И., Окулов Ю. И. (1965), Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 1862.
- Дорман Л. И., Окулов Ю. И. (1966), Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 1590.
- Дорман Л. И., Окулов Ю. И. (1967а), Геомагн. и аэрономия 7, № 1, 173.
- Дорман Л. И., Окулов Ю. И. (1967б), Геомагн. и аэрономия 7, № 2.
- Дорфман Я. Г. (1923), Zs. Phys. 17, 98.

- Дорфман Я. Г. (1930), *Zs. Phys.* 62, 90.
 Дорфман Я. Г. (1935), *Phys. Zs. UdSSR* 7, 126.
 Дорфман Я. Г. (1947а), *Изв. АН СССР, сер. физ.* 11, 598.
 Дорфман Я. Г. (1947б), *ДАН СССР* 57, 769.
 Дорфман Я. Г. (1948), *Магнитные свойства атомного ядра*, Гостехиздат, М.
 Дрелл (1957) (S. D. Drell), *Proc. 7-th Annual Rochester Conf. High-Energy Nucl. Phys.*, N. Y.
 Дрелл (1970) (S. D. Drell), *Comm. Nucl. Part. Phys.* 4, 147; перевод с англ. *УФН* 106, 331 (1972).
 Дрелл С. Д., Захариасен Ф. (1962) (S. D. Drell, F. Zachariasen), *Электромагнитная структура нуклонов*, перев. с англ. под ред. В. С. Барашенкова, ИЛ, М.
 Дрелл, Паджелс (1965) (S. D. Drell, H. R. Pagels), *Phys. Rev.* 140, B397.
 Дрелл, Хирн (1966) (S. D. Drell, A. C. Hearn), *Phys. Rev. Lett.* 16, 908.
 Дрейн (1964) (L. E. Drain), *Phys. Lett.* 11, 114.
 Дуэр (1971) (J. Doohar), *Phys. Rev. D* 3, 2652.
 Дэвонс (1963а) (S. Devons), *Sci. Progr.* 51, 249.
 Дэвонс (1963б) (S. Devons), *Sci. Progr.* 51, 601 (№ 204) (см. перев. с англ. *УФН* 85, 755 (1965) с дополнением Б. М. Болотовского, там же, стр. 761).
 Дюран (1947) (E. Durand), *Compt. rend.* 225, 567.
 Дюран (1956) (E. Durand), *Compt. rend.* 242, 1862.
 Ерлыкин А. Д., Яковлев В. И. (1969), *ЖЭТФ* 56, 1849.
 Жаккарино и др. (1954) (V. Jaccarino, J. G. King, R. A. Satter, H. H. Stroke), *Phys. Rev.* 94, 1798.
 Жюлие (1960) (J. Julier), *Onde electric* 40, 260.
 Завадский (1971) (W. Zawadzki), *Phys. Rev. D* 3, 1728.
 Завойский Е. К. (1947), *ДАН СССР* 57, 887.
 Закс (1965) (M. Sachs), *Am. J. Phys.* 33, 103.
 Зейбот и др. (1965) (D. Seyboth, F. E. Obershain, G. Czjzen), *Phys. Rev. Lett.* 14, 954.
 Зельдович Я. Б. (1965), *УФН* 86, 303.
 Зого, Джеффрис (1954) (P. B. Sogo, C. D. Jeffries), *Phys. Rev.* 93, 174.
 Зомеллинг и др. (1967) (S. G. Sohmelling, V. J. Ehlers, H. A. Shurgart), *Phys. Rev.* 154, 1142.
 Зоммерфельд (1956) (A. Sommerfeld), *Строение атома и спектры*, тт. I, II, перев. с немецк., Гостехиздат, М.
 Иваненко Д. Д., Амбарцумян В. А. (1930), *Compt. rend.* 190, 582.
 Иваненко Д. Д. (1932а), *Nature* 129, 798; *Compt. rend.* 195, 439.
 Иваненко Д. Д. (1932б), *Phys. Zs. UdSSR* 1, 820.
 Иваненко Д. Д., Померанчук И. Я. (1945), *ДАН СССР* 44, 343.
 Иваненко Д. Д., Соколов А. А. (1947), *Вестник МГУ* 6, 3.
 Иваненко Д. Д., Соколов А. А. (1948), *ДАН СССР* 59, 1551.
 Иваненко Д. Д. (1950), ред. сб. переводов «Сдвиг уровней атомных электронов», ИЛ, М.
 Иваненко Д. Д. (1954), ред. сб. переводов «Новейшее развитие квантовой электродинамики», ИЛ, М.
 Иенго, Ремидди (1969) (R. Jengo, E. Remiddi), *Lett. Nuov. Cim.* 1, 922.
 Иериан, Хофштадтер (1958) (M. R. Yearian, R. Hofstadter), *Phys. Rev.* 110, 552.

- Ино, Ионезава (1969) (T. Ino, M. Yonezawa), *Lett. Nuov. Cim.* **1**, 592.
- Иордан (1938) (P. Jordan), *Ann. Phys.* **32**, 66.
- Кабиббо, Гатто (1961) (N. Cabibbo, R. Gatto), *Nuov. Cim.* **21**, 872.
- Кабиббо, Феррари (1962) (N. Cabibbo, E. Ferrari), *Nuov. Cim.* **23**, 1147.
- Кабиббо, Радикати (1966) (N. Cabibbo, L. A. Radicati), *Phys. Lett.* **19**, 697.
- Кавальери (1965) (G. Cavalleri), *Nuov. Cim.* **35**, 1236.
- Кадышевский и др. (1965) (B. Г. Кадышевский, P. М. Мурадян, Я. А. Смородинский), *Fortschr. Phys.* **13**, 599.
- Калаприс, Комминс (1965) (F. P. Calaprice, E. D. Commins), *Phys. Rev.* **137**, B1453.
- Калвиус и др. (1963) (M. Kalvius, P. Kienle, H. Eicher, W. Wiedemann, C. Schüler), *Zs. Phys.* **172**, 231.
- Калмет, Ператте (1971) (J. Calmet, M. Perattet), *Phys. Rev.* **D3**, 3101.
- Калучи, Фурлан (1971) (G. Calucci, P. Furlan), *Nuov. Cim.* **1A**, 141.
- Калькар (1972a) (J. Kalckar), *Nuov. Cim.* **8A**, 759.
- Калькар (1972b) (J. Kalckar), *Lett. Nuov. Cim.* **5**, 645.
- Камерон и др. (1962a) (J. A. Cameron, H. J. King, H. K. Eastwood, R. G. Summers-Gill), *Canad. J. Phys.* **40**, 931.
- Камерон, Саммерс-Гилл (1963) (J. A. Cameron, R. G. Summers-Gill), *Canad. J. Phys.* **41**, 1041.
- Каминкер и др. (1972) (Д. М. Каминкер, Ю. И. Неронов, X. Мухамадиев, А. И. Паутов), *ЖЭТФ* **63**, 393.
- Кампани (1970) (E. Campani), *Lett. Nuov. Cim.* **4**, 982.
- Кануто, Чиу (1968) (V. Canuto, H.-Y. Chiu), *Phys. Rev.* **173**, 1210, 1220, 1229.
- Кануто и др. (1969) (V. Canuto, H.-Y. Chiu, L. Fassio-Canuto), *Phys. Rev.* **185**, 160.
- Каравианис, Моррисон (1964) (N. Karavianis, C. A. Morrison), *Am. J. Phys.* **32**, 216.
- Каритерс и др. (1966) (W. C. Carithers, R. Stefansni, R. K. Adair), *Phys. Rev.* **149**, 1070.
- Карлсон и др. (1962) (E. Karlsson, E. Matthias, S. Ogaza), *Arkiv för Fys.* **22**, 257.
- Карплюс, Кролль (1950) (R. Karplus, N. M. Kroll), *Phys. Rev.* **77**, 536.
- Карплюс, Клейн (1952) (R. Karplus, A. Klein), *Phys. Rev.* **87**, 848.
- Карриган (1963) (R. A. Carrigan), *Nuov. Cim.* **39**, 638.
- Карриган, Незрик (1971) (R. A. Carrigan, Jr., F. A. Nezrick), *Phys. Rev.* **D3**, 56.
- Карстуа (1967) (J. Carstoiu), *Compt. rend.* **265**, 833.
- Катц, Парнелл (1959) (R. Katz, D. R. Parnell), *Phys. Rev.* **116**, 236.
- Катц (1962) (R. Katz), *Am. J. Phys.* **30**, 41.
- Катц (1965) (R. Katz), *Am. J. Phys.* **33**, 306.
- Кауфман и др. (1969) (S. L. Kaufman, W. E. Lamb, K. R. Lea, M. Leventhal), *Phys. Rev. Lett.* **22**, 507.
- Келлог, Миллман (1948) (J. Kellog, S. Millman), *УФН* **34**, 72.
- Келсон, Левинсон (1964) (I. Kelson, C. A. Levinson), *Phys. Rev.* **134**, A269.
- Кеммер и др. (1938) (N. Kemmer, W. Heitler, H. Frölich), *Proc. Roy. Soc.* **A166**, 154.

- Кемпфер Ф. (1967) (F. A. Kaempffer), Основные положения квантовой механики, перев. с англ., «Мир», М. (гл. 20, стр. 203—205).
- Кендалл, Пановский (1971) (H. W. Kendall, W. K. Panofsky), *Sci. Am.* **224** (6), 60; перевод с англ. УФН **106**, 315 (1972).
- Кернан и др. (1963) (W. Kernan, T. B. Novey, S. D. Warshaw, A. Wattengerg), *Phys. Rev.* **129**, 870.
- Киношита (1967) (T. Kinoshita), *Nuov. Cim.* **51B**, 140.
- Киношита, Квитанович (1972) (T. Kinoshita, P. Cvitanovic), *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1534.
- Киношита, Оакес (1967) (T. Kinoshita, R. J. Oakes), *Phys. Lett.* **25B**, 143.
- Киношита (1968) (T. Kinoshita), *Cargese Lectures in Physics*, vol. 2, New York.
- Кирк и др. (1969) (W. P. Kirk, E. B. Osgood, M. Garber), *Phys. Rev. Lett.* **23**, 833.
- Кирк, Адамс (1971) (W. P. Kirk, E. D. Adams), *Phys. Rev. Lett.* **27**, 392.
- Кистнер и др. (1961) (O. C. Kistner, A. W. Sunyar, J. B. Swan), *Phys. Rev.* **123**, 179.
- Кларк (1969a) (J. W. Clark), *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1463.
- Кларк (1969b) (R. B. Clark), *Phys. Rev.* **187**, 1993.
- Клейн (1929) (O. Klein), *Zs. Phys.* **53**, 157.
- Клейн (1968) (J. J. Klein), *Rev. Mod. Phys.* **40**, 523.
- Клеланд и др. (1972) (W. Cleland, J. M. Bailey, M. Eckhause, V. W. Hughes et al.), *Phys. Rev. A* **5**, 2338.
- Клепиков Н. П. (1954), *ЖЭТФ* **26**, 19.
- Колеман, Глешоу (1961) (S. Coleman, S. L. Glashow), *Phys. Rev. Lett.* **6**, 423.
- Колм (1968) (H. H. Kolm), *Sci. J.* **4**, 60.
- Колм и др. (1971) (H. H. Kolm, F. Villa, A. Odian), *Phys. Rev.* **4D**, 1285.
- Коломенский А. А. (1962), *Вестник МГУ (физика, астрономия)* № 6, 56.
- Коль (1951) (H. J. D. Cole), *Proc. Camb. Phil. Soc.* **47**, 196.
- Комбе и др. (1968) (J. Combe, E. Dahl-Jensen, N. Doble, D. Evans, L. Hoffmann, P. Rosselet, W. Toner, W. M. Gibsen, K. Green, P. Tolun, N. A. Whyte, G. Charrière, M. Gailoud, B. Wavders, C. Carathanassis, W. Püschel, W. Schruing, R. Settles, G. Baroni, A. Manfredini, G. Romano, V. Rossi), *Nuov. Cim.* **57A**, 54.
- Комминс, Добсон (1963) (E. D. Commins, A. D. Dobson), *Phys. Rev. Lett.* **10**, 347.
- Комминс, Фельдман (1963) (E. D. Commins, H. R. Feldman), *Phys. Rev.* **131**, 700.
- Компанеев А. С. (1957), *Теоретическая физика*, 2-е изд., Гостехиздат, М.
- Кон (1969) (J. Cohn), *J. Math. Phys.* **10**, 799.
- Кондон, Шортли (1949) (E. Condon, G. Shortley), *Теория атомных спектров*, перев. с англ., ИЛ, М.
- Копферман (1960) (H. Kopferman), *Ядерные моменты*, перев. с немцк., ИЛ, М.
- Корбен (1961a) (H. C. Corben), *Phys. Rev.* **121**, 1833.
- Корбен (1961b) (H. C. Corben), *Nuov. Cim.* **20**, 529.
- Корбен (1962) (H. C. Corben), *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **48**, 387.

- Корнволл, Патил (1967) (J. M. Cornwall, S. H. Patil), Phys. Rev. Lett. 18, 757.
- Корнуэлл и др. (1966) (R. G. Cornwell, W. Happer, Jr., J. D. McCullen), Phys. Rev. 141, 1106.
- Корнуэлл, Мак Кэллен (1966) (R. G. Cornwell, J. D. McCullen), Phys. Rev. 148, 1157.
- Корсунский М. И. (1954), УФН 52, 3.
- Костер (1955) (G. F. Köster), Phys. Rev. 98, 514.
- Котельчук и др. (1967) (D. Kotelchuck, E. R. Goza, C. R. Sullivan, C. E. Rovers), Phys. Rev. Lett. 18, 1166.
- Кочо, Салазар (1974) (G. Cocho, J. J. Salazar), Phys. Rev. Lett. 27, 892.
- Коэн и др. (1956) (V. W. Cohen, N. R. Corngold, N. F. Ramsey), Phys. Rev. 104, 283.
- Коэн, Верник (1964) (R. L. Cohen, J. H. Wernick), Phys. Rev. 134, B503.
- Коэн, Дюмонд (1965) (E. R. Cohen, J. W. M. Du Mond), Rev. Mod. Phys. 37, 537.
- Коэн, Файрбэнк (1967) (H. D. Cohen, W. M. Fairbank), Proc. 10-th Intern. Conf. Low Temp. Physics, ВИНТИ, М., т. I, стр. 350.
- Коэн и др. (1968) (H. D. Cohen, P. B. Pipes, K. L. Verosub, W. M. Fairbank), Phys. Rev. Lett. 21, 677.
- Коэн (1970) (S. G. Cohen), обзор в сб. «Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах» (избранные лекции и обзоры) под ред. А. Фримена, Р. Фрэнкеля, перев. с англ. под ред. Е. А. Турсова, Изд. «Мир», М., стр. 327.
- Кразе и др. (1974) (L. D. Krase, P. Lu, R. H. Good, Jr.), Phys. Rev. D3, 1275.
- Крамерс (1938) (H. A. Kramers), Hand. u. Jahrb. Chem. Phys. I/II, 227.
- Кроутер, Тер Хаар (1971) (J. M. Crowther, D. ter Haar), Proc. Konink. Ned. Akad. Amsterdam 74B, 241.
- Кугель и др. (1972) (H. W. Kugel, M. Leventhal, D. E. Murnick), Phys. Rev. A6, 1306.
- Кук и др. (1966) (V. Cook, T. Ewart, G. Masek, R. Orr, E. Platner), Phys. Rev. Lett. 17, 223.
- Куканов А. Б. (1968) Оптика и спектроскопия 24, 614.
- Кул и др. (1962) (R. L. Cool, E. W. Jenkins, T. P. Kysia, D. A. Hill, L. Marshall, R. H. Schluter), Phys. Rev. 127, 2223.
- Кул и др. (1972) (R. L. Cool, G. Giacomelli, E. W. Jenkins, T. F. Kysia et al.) Phys. Rev. Lett. 29, 1630.
- Куш и др. (1940) (P. Kush, S. Millman, I. Rabi), Phys. Rev. 57, 765.
- Куш, Фоли (1948) (P. Kush, H. M. Foley), Phys. Rev. 74, 250.
- Куш, Экк (1954) (P. Kush, T. G. Eck), Phys. Rev. 94, 1799.
- Кэмпбелл, Перлов (1969) (L. E. Campbell, G. J. Perlow), Phys. Rev. 178, 1728.
- Лавелок (1963) (D. Lavelock), Nuov. Cim. 29, 1126.
- Лазарев Б. Г. (1937), Phys. Zs. UdSSR 11, 445.
- Ландау Л. Д. (1930), Zs. Phys. 64, 629.
- Ландау Л. Д. (1937), ЖЭТФ 7, 819.
- Ландау Л. Д. (1940), ДАН СССР 26, 436.
- Ландау Л. Д. (1948), ДАН СССР 60, 207.
- Ландау Л. Д., Смородинский Я. А. (1955), Лекции по теории атомного ядра, Гостехиздат, М.

- Ландау Л. Д. (1958), ЖЭТФ 35, 97.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. (1967), Теория поля, 5-е изд., «Наука» М.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. (1963), Квантовая механика, 2-е изд., Физматгиз, М.
- Ланжевен (1950a) (P. Langevin), J. Phys. 4, 678.
- Ланжевен (1950b) (P. Langevin), Ann. chim. phys. 5, 70.
- Липидус, Питенпол (1960) (J. R. Lapidus, J. L. Pietenpol), Am. J. Phys. 28, 17.
- Латтинджер (1948) (J. M. Luttinger), Phys. Rev. 74, 893.
- Лаукин (1958) (G. Laukien), Hand. d. Phys. 38/1, Springer, Berlin, S. 120.
- Лаулайнен, Мак Дермотт (1969a) (N. S. Laulainen, M. N. McDermott), Phys. Rev. 177, 1606.
- Лаулайнен, Мак Дермотт (1969b) (N. S. Laulainen, M. N. McDermott), Phys. Rev. 177, 1615.
- Леванони (1969) (M. Levanoni), Phys. Rev. 186, 1253.
- Левашов А. Е., Воронцов В. И. (1963), ДАН БССР 7, № 2.
- Левенталь, Мурник (1970) (M. Leventhal, D. E. Murnick), Phys. Rev. Lett. 25, 1237.
- Левенталь и др. (1972) (M. Leventhal, D. E. Murnick, H. W. Kugel), Phys. Rev. Lett. 28, 1609.
- Левентуев и др. (1969) (В. П. Левентуев, О. С. Павлова, В. Р. Халилов) Вестник МГУ, № 4, 89.
- Леверс, Камал (1968) (R. G. Levers, A. N. Kamal), Nucl. Phys. B6, 32.
- Левине, Райт (1971) (M. J. Levine, J. Wright), Phys. Rev. Lett. 26, 1351.
- Левингер (1967) (J. S. Levinger), Phys. Rev. 162, 1589.
- Леонарди, Розе (1968) (R. Leonardi, M. Rose), Phys. Rev. Lett. 21, 377.
- Леше (1963) (A. Lösche), Ядерная индукция, перев. с немецк., ИЛ, М.
- Ли и др. (1965) (Y. K. Lee, P. W. Keaton, Jr., E. T. Ritter, J. C. Walker), Phys. Rev. Lett. 14, 957.
- Ли и др. (1969) (H. J. Lee, V. Canuto, H.-Y. Chiu, C. Chinderi), Phys. Rev. Lett. 23, 390.
- Ли (1970) (H. J. Lee), Phys. Rev. 2B, 4618.
- Либес, Франкен (1959) (S. Liebes, Jr., P. Franken), Phys. Rev. 116, 633.
- Либович (1969) (B. Liebowitz), Nuov. Cim. 63, 1235A.
- Линденфельд и др. (1953) (P. Lindenfeld, A. Sachs, J. Steinberg), Phys. Rev. 89, 531.
- Линк и др. (1971) (R. Link, N. Backe, R. Engfer, L. Fluri et al.), Phys. Lett. 37B, 50.
- Липкин и др. (1969) (H. Lipkin, W. Weisberger, M. Peshkin), Ann. of Phys. 53, 203.
- Липуорт, Новик (1957) (E. Lipworth, R. Novick), Phys. Rev. 108, 1434.
- Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. (1971), Релятивистская квантовая теория, часть 2 (из серии: Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, том IV, часть 2), Изд. «Наука», М.
- Лове, Ранкин (1970) (A. Love, W. A. Rankin), Nucl. Phys. B21, 261.
- Лорентц (1934) (H. A. Lorentz), Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения, перев. с англ., ГТТИ, Л.—М.

- Лотруп, де Рафаэль (1968) (B. E. Lautrup, E. de Rafael), Phys. Rev. **174**, 1835.
- Лотруп, де Рафаэль (1969) (B. E. Lautrup, E. de Rafael), Nuov. Cim. **64A**, 322.
- Лотруп (1972) (B. Lautrup), Phys. Lett. **38B**, 408.
- Лотруп и др. (1972) (B. E. Lautrup, A. Peterman, E. de Rafael), Phys. Rep. (Rev. section Phys. Lett.) **3C**, 193.
- Лоу (1962) (W. Low), Парамагнитный резонанс в твердых телах, перев. с англ., ИЛ, М.
- Лоуренс и др. (1972) (G. P. Lawrence, C. Y. Fan, S. Bashkin), Phys. Rev. Lett. **28**, 1612.
- Луксон и Рич (1972) (J. L. Luxon, A. Rich), Phys. Rev. Lett. **29**, 665.
- Лэмб, Ризерфорд (1947) (W. E. Lamb, Jr., W. E. Retherford), Phys. Rev. **72**, 241.
- Лэмб (1951) (W. E. Lamb, Jr.), Rep. Progr. Physics **14**, 19.
- Любкин (1963) (E. Lubkin), Ann. Phys. **23**, 233.
- Льюис (1930) (O. Lewis), Zs. Phys. **69**, 731.
- Мавроматис, Цанук (1967) (H. A. Mavromatis, L. Zanuck), Nucl. Phys. **A104**, 17.
- Мадер, Левенталь (1968) (D. Mader, M. Leventhal), Proc. First Intern. Conf. on Atomic Physics, N. Y. Univ., 3—7 June 1968.
- Майорана (1932) (E. Majorana), Nuov. Cim. **9**, 43.
- Мак (1950) (J. E. Mack), Rev. Mod. Phys. **22**, 64.
- Мак Дермотт, Новик (1963) (M. McDermott, R. Novick), Phys. Rev. **131**, 707.
- Мак Дермотт и др. (1964) (M. McDermott, R. Novick, B. W. Perry, E. B. Saloman), Phys. Rev. **134**, B25.
- Макинтош, Цизнерос (1970) (H. V. McIntosh, A. Cisneros), J. Math. Phys. **11**, 896.
- Макинтурфф, Руз (1964) (A. D. McInturff, C. E. Roos), Phys. Rev. Lett. **13**, 246.
- Максвелл (1873) (J. C. Maxwell), A Treatise on Electricity and Magnetism, London (см. Дж. Максвелл, Избранные сочинения по теории электромагнитного поля, перев. с англ., Изд. АН СССР, М., 1954).
- Малкус (1951) (W. V. R. Malkus), Phys. Rev. **83**, 899 (см. перев. с англ. в сб. «Монополь Дирака», Изд. «Мир», М., 1970, стр. 92).
- Мамырин Б. А., Французов А. А. (1964), ДАН СССР **159**, 477.
- Мамырин Б. А., Французов А. А. (1965), ЖЭТФ **48**, 416.
- Мамырин и др. (1972) (Б. А. Мамырин, Н. Н. Арцев, С. Л. Алексеев), ЖЭТФ **63**, 3.
- Марион, Винклер (1967) (J. B. Marion, H. Winkler), Phys. Rev. **156**, 1062.
- Мартемьянов В. П., Хакимов С. Х. (1972), ЖЭТФ **62**, 35.
- Маршак и др. (1957) (R. Marshak, S. Okubo, G. Sudarshan), Phys. Rev. **100**, 599.
- Массам, Зичичи (1969) (T. Massam, A. Zichichi), Lett. Nuov. Cim. **1**, 387.
- Маст и др. (1968) (T. S. Mast, L. K. Gershwini, M. Abston-Garnjost, R. O. Bangerter, A. Barbaro-Galtieri, J. J. Murray, F. T. Solmitz, R. O. Tripp), Phys. Rev. Lett. **20**, 1312.
- Маттис (1967) (D. C. Mattis), Теория магнетизма (введение в изучение кооперативных явлений), перев. с англ., Изд. «Мир», М.

- Матур, Пандит (1966a) (V. S. Mathur, L. R. Pandit), Phys. Lett. 20, 308.
- Матур, Пандит (1966b) (V. S. Mathur, L. R. Pandit), Phys. Rev. 147, 965.
- Матур, Мохапатра (1968) (V. S. Mathur, R. N. Mohapatra), Phys. Rev. 173, 1668.
- Махо (1965) (C. Mahaux), Nucl. Phys. 67, 358.
- Мейер (1968) (H. Meyer), J. Appl. Phys. 39, 390.
- Мейер (1969) (R. F. Meyer), Lett. Nuov. Cim. 2, 76.
- Мергелян О. С. (1963), ДАН Арм. ССР 36, 17.
- Мёссбауэр (1958) (R. L. Mössbauer), Zs. Phys. 151, 124.
- Мигдал А. Б. (1939), ДАН СССР 20, 555.
- Мигдал А. Б. (1940), ЖЭТФ 10, 5.
- Мигдал А. Б. (1962), ЖЭТФ 43, 1940.
- Мигдал А. Б., Ларкин А. И. (1963), ЖЭТФ 45, 1036.
- Мигдал А. Б. (1964), ЖЭТФ 46, 1680.
- Мигдал А. Б. (1965), Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, «Наука», М.
- Мигдал А. Б. (1966), Nucl. Phys. 75, 441.
- Мигдал А. Б. (1967), Метод квазичастиц в теории ядра, «Наука», М.
- Миллер (1971) (D. T. Miller), Proc. Camb. Phil. Soc. 69, 449.
- Мимс и др. (1967) (W. B. Mims, G. E. Devlin, S. Geschwind, V. Jaccarino), Phys. Lett. 24A, 481.
- Миоши и др. (1970) (D. S. Miyoshi, R. M. Cotts, A. S. Greenberg, R. C. Richardson), Phys. Rev. A2, 870.
- Мирман (1966) (R. Mirman), Am. J. Phys. 34, 70.
- Митчел, Барнс (1968) (T. P. Mitchell, J. A. Burns), J. Math. Phys. 9, 2016.
- Молдауэр и Кэйз (1956) (P. A. Moldauer, K. M. Case), Phys. Rev. 102, 279.
- Мотт (1929) (N. F. Mott), Proc. Roy. Soc. 124A, 425.
- Мотт (1932) (N. F. Mott), Proc. Roy. Soc. 135A, 429.
- Мотт, Мессси (1951) (N. F. Mott, H. S. Messey), Теория атомных столкновений, 2-е изд., перев. с англ., ИЛ, М.
- Моффат (1965) (J. W. Moffat), Phys. Rev. 140, B1681.
- Мураи (1972) (N. Murai), Progr. Theor. Phys. 47, 678.
- Муракава (1955) (K. Murakawa), J. Phys. Soc. Japan 10, 919.
- Муфти и др. (1968) (A. R. Mufti, J. A. Cameron, J. C. Waddington, R. G. Summers-Gild), Canad. J. Phys. 46, 177.
- Мэттьюс (1965) (P. T. Matthews), Proc. Roy. Soc. A288, 147.
- Мюнк (1968) (E. Münk), Zs. Phys. 208, 184.
- Надо (1960) (G. Nadeau), Am. J. Phys. 28, 566.
- Нарасимхам, Штромботт (1971) (M. A. Narasimham, R. L. Strombotne), Phys. Rev. A4, 14.
- Нарат (1968a) (A. Narath), Phys. Rev. 165, 506.
- Нарат (1968b) (A. Narath), Phys. Rev. 175, 696.
- Натан, Нильссон (1965) (O. Nathan, S. G. Nilsson), Collective Nuclear Motion and the Unified Model, α -, β - and γ -Ray Spectroscopy, Amsterdam.
- Науэнберг (1970) (M. Nauenberg), Phys. Rev. Lett. 24, 625.
- Нафе и др. (1947) (J. E. Nafe, E. B. Nelson, I. I. Rabi), Phys. Rev. 71, 914.
- Неддермейер, Андерсон (1937) (S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson), Phys. Rev. 51, 884.

- Нееман (1961) (Y. Neeman), Nucl. Phys. 26, 222 (перев. с англ. в сб. «Элементарные частицы и компенсирующие поля», «Мир», М., 1964, стр. 176).
- Нердлингер (1968) (P. D. Noerdlinger), Phys. Rev. Lett. 20, 146.
- Ниборг (1962) (P. Nyborg), Nuov. Cim. 26, 821.
- Нильссон (1964) (S. G. Nilsson), Nuclear Magnetic Dipole Moments and Electrical Quadrupole Moments, Perturbed Angular Correlations, Amsterdam.
- Нишиджима К. (1965) (K. Nishijima), Фундаментальные частицы, перев. с англ., «Мир», М.
- Ноба (1969) (M. Noga), Nucl. Phys., B9, 481.
- Носанов, Варма (1968) (L. H. Nosanow, C. M. Varma), Phys. Rev. Lett. 20, 912.
- Носанов, Варма (1969) (L. H. Nosanow, C. M. Varma), Phys. Rev. 187, 660.
- Ньюмейер, Трефил (1971) (J. L. Newmeyer, J. S. Trefil), Phys. Rev. Lett. 26, 1509.
- Ньюмейер, Трефил (1972a) (J. L. Newmeyer, J. S. Trefil), Phys. Lett. 38B, 524.
- Ньюмейер, Трефил (1972b) (J. L. Newmeyer, J. S. Trefil), Nuov. Cim. 8A, 703.
- Ньютон (1971) (R. G. Newton), Phys. Rev. D3, 626.
- Ньюйтс, Штрауманн (1965) (J. Nuyts, N. Straumann), Nuov. Cim. 40, A868.
- Обершейн, Вегенер (1961) (F. F. Obershain, H. H. F. Wegener), Phys. Rev. 121, 1344.
- Огаза (1964) (S. Ogaza), Wlasnos'ci magnetyczne Siluie Zdeformowanych jader atomow wych, Report Inst. Fys. Jodeŝnay.
- О'Коннелл (1968) (R. F. O'Connell), Phys. Rev. Lett. 21, 397.
- О'Коннелл (1969) (R. F. O'Connell), Lett. Nuov. Cim. 2, 221.
- Оконов Э. В. (1962), ЖЭТФ 42, 1554.
- Окубо (1962) (S. Okubo), Prog. Theor. Phys. 27, 949.
- Окубо (1963) (S. Okubo), Phys. Lett. 4, 14.
- Окулов Ю. И. (1964a), Геомагн. и аэрономия 4, 1002.
- Окулов Ю. И. (1964b), Геомагн. и аэрономия 4, 1111.
- Окунь Л. Б., Рудик А. П. (1960), ЖЭТФ 38, 378.
- Окунь Л. Б. (1962), Proc. Intern. Conf. High Energy Physics, CERN, Geneva.
- Олсон и др. (1961) (D. N. Olson, H. F. Schopper, R. R. Wilson), Phys. Rev. Lett. 6, 186.
- Ортель (1964) (G. K. Oertel), Nature 202, 684.
- Осборн (1970) (W. Z. Osborne), Phys. Rev. Lett. 24, 1441.
- Осгуд, Гарбер (1971) (E. B. Osgood, M. Garber), Phys. Rev. Lett. 26, 353.
- Оуэнс и др. (1969) (W. R. Owens, R. L. Robinson, S. Jha), Phys. Rev. 185, 1555.
- Офер и др. (1965) (S. Ofer, M. Ravavy, E. Segal), Nucl. Phys. 69, 173.
- Паджелс (1965) (H. R. Pagels), Phys. Rev. 140, B999.
- Пайпес, Файрбэнк (1969) (P. B. Pipes, W. M. Fairbank), Phys. Rev. Lett. 23, 5201.
- Пайпес, Файрбэнк (1971) (P. B. Pipes, W. M. Fairbank), Phys. Rev. A4, 1590.
- Пальмер, Тейлор (1968) (R. E. Palmer, J. G. Taylor), Nature 219, 1033.

- Пандорф, Эдвардс (1968) (R. C. Pandorf, D. O. Edwards), Phys. Rev. 169, 222.
- Пандхакипанд и др. (1967) (V. R. Pandhakupande, K. G. Prasad, R. P. Sharrna), Nucl. Phys. A104, 525.
- Панчик и др. (1967) (M. F. Panczyk, R. A. Scribner, G. C. Straty, E. D. Adams), Phys. Rev. Lett. 19, 1102.
- Панчик, Адамс (1969) (M. F. Panczyk, E. D. Adams), Phys. Rev. 187, 321.
- Параشار (1969) (D. N. Parashar), Nuov. Cim. 64, A618.
- Парселл и др. (1946) (E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound), Phys. Rev. 69, 37.
- Парселл и др. (1963) (E. M. Purcell, G. B. Collins, T. Fujii, J. Hornbostel, F. Tarkot), Phys. Rev. 129, 2326 (см. перев. с англ. в сб. «Монополю Дирака», «Мир», М., 1970, стр. 238).
- Паттнаик (1969) (M. Pattnaik), Nuov. Cim. 60, 555.
- Паули (1920) (W. Pauli), Zs. Phys. 2, 201.
- Паули (1927) (W. Pauli), Zs. Phys. 43, 601.
- Паули (1947) (W. Pauli), Общие принципы волновой механики, перев. с немецк., Гостехиздат, М.
- Пауэрс (1938) (R. Powers), Phys. Rev. 54, 827.
- Педжетт и др. (1965) (D. W. Padgett, W. M. Frank, J. G. Brennan), Nucl. Phys. 73, 422, 445.
- Пейдж (1959) (L. A. Page), Rev. Mod. Phys. 31, 759.
- Перес (1967) (A. Peres), Phys. Rev. Lett. 18, 50.
- Перес (1968) (A. Peres), Phys. Rev. 167, 1449 (см. перев. с англ. в сб. «Монополю Дирака», «Мир», М., 1970, стр. 329).
- Перл (1966) (J. Perl), Electronics 39, 12.
- Перссон и др. (1968) (B. Persson, H. Blumberg, D. Agresti), Phys. Rev. 170, 1066.
- Петерман (1957а) (A. Petermann), Phys. Rev. 105, 1931.
- Петерман (1957б) (A. Petermann), Helv. Phys. Acta 30, 407.
- Петерман (1958а) (A. Petermann), Nucl. Phys. 5, 677.
- Петерман (1958б) (A. Petermann), Fortschr. Phys. 6, 505.
- Петерсен, Шугарт (1962) (F. R. Petersen, H. A. Shugart), Phys. Rev. 128, 1740.
- Петухов В. А., Якименко М. Н. (1963), Nucl. Phys. 49, 87.
- Пикельнер С. Б., Хохлов В. Л. (1972), УФН 107, 389.
- Пини (1964) (R. Peaney), J. Math. Phys. 5, 1431.
- Пинтакуда (1963) (N. Pintacuda), Nuov. Cim. 29, 216.
- Пирсон, Сонье (1970) (J. N. Pearson, G. Saunier), Phys. Rev. Lett. 24, 325.
- Питшманн, Штремницер (1971) (H. Pietschmann, H. Stremnitzer), Phys. Lett. 37B, 312.
- Полетти, Фоссан (1967) (A. R. Poletti, P. B. Fossan), Phys. Rev. 160, 883.
- Померанчук И. Я. (1939), ЖЭТФ 9, 915.
- Померанчук И. Я. (1940), J. Phys. UdSSR 2, 65.
- Померанчук И. Я. (1948), ДАН СССР 60, 213.
- Померанчук И. Я. (1950), ЖЭТФ 20, 919.
- Портер (1960) (N. A. Porter), Nuov. Cim. 16, 958.
- Потупа и др. (1968) (А. С. Потупа, В. И. Стражев, Л. М. Томильчик), Весті АН БССР № 2, 127.
- Потупа и др. (1969) (А. С. Потупа, В. И. Стражев, Л. М. Томильчик), Весті АН БССР № 1, 89.

- Приор и др. (1969) (M. H. Prior, A. Dymanus, H. A. Shugart, P. A. Van den'Bout), Phys. Rev. **181**, 1665.
- Пфистер (1971) (H. Pfister), Fortschr. Phys. **19**, 1.
- Пэрсон (1968) (R. G. Parson), Phys. Rev. **168**, 1562.
- Раби (1937) (I. Rabi), Phys. Rev. **51**, 652.
- Раби и др. (1939) (I. Rabi, S. Millman, P. Kuch, J. R. Zaharias), Phys. Rev. **55**, 526.
- Райараман (1966) (R. Rajaraman), Phys. Rev. **145**, 1164.
- Рамзей (1953) (N. F. Ramsey), Nuclear Moments, New York.
- Рамзей (1955) (N. F. Ramsey), Моменты и статистика ядер, часть II из монографии «Экспериментальная физика», том I под ред. Э. Серге, перев. с англ., ИЛ, М.
- Рамзей (1958) (N. F. Ramsey), Phys. Rev. **109**, 225.
- Рамзей (1960) (N. F. Ramsey), Молекулярные пучки, перев. с англ., ИЛ, М.
- Рауш и др. (1966) (M. L. Roush, L. A. West, J. V. Mullendore, H. L. Fann, J. B. Marion), Phys. Lett. **23**, 355.
- Рафанелли (1967a) (K. Pafanelli), Phys. Rev. **155**, 1420.
- Рафанелли (1967b) (K. Rafanelli), J. Math. Phys. **8**, 1440.
- Рашид (1965) (M. A. Rashid), Phys. Rev. Lett. **14**, 272.
- Ребл (1969) (A. Rabi), Phys. Rev. **179**, 1363.
- Редейя (1970) (L. B. Rédei), Phys. Rev. **2D**, 239.
- Реди, Строе (1964) (O. Redi, H. H. Stroke), Phys. Lett. **8**, 257.
- Рекало Н. П. (1965), Письма ЖЭТФ **1**, 31.
- Реннер (1966) (B. Renner), Nuov. Cim. **42A**, 137.
- Рерлих (1966) (F. Rohrich), Phys. Rev. **150**, 1104.
- Рив (1972) (F. Riewe), Nuov. Cim. **8B**, 271.
- Ридер, Сугар (1965) (J. Reader, J. Sugar), Phys. Rev. **137**, B784.
- Ридер (1966) (J. Reader), Phys. Rev. **141**, 1123.
- Риттер и др. (1967) (E. T. Ritter, P. W. Keaton, Jr., Y. K. Lee, R. R. Stevens, Jr., J. C. Walner), Phys. Rev. **154**, 287.
- Ритц и др. (1961) (A. Rytz, H. H. Staub, H. Winkler), Helv. Phys. Acta **34**, 960.
- Ритц и др. (1962) (A. Rytz, H. H. Staub, H. Winkler), Helv. Phys. Acta **35**, 341.
- Рич, Крейн (1966) (A. Rich, H. R. Crane), Phys. Rev. Lett. **17**, 271.
- Рич (1968a) (A. Rich), Phys. Rev. Lett. **20**, 967.
- Рич (1968b) (A. Rich), Phys. Rev. Lett. **20**, 1221.
- Рич, Уесли (1972) (A. Rich, J. C. Wesley), Rev. Mod. Phys. **44**, 250.
- Ричардс, Хомер (1969) (M. C. Richards, J. M. Homer), Phys. Rev. **182**, 318.
- Робертсон и др. (1965) (M. M. Robertson, J. E. Mak, W. W. Cohen), Phys. Rev. **140**, B820.
- Робиско (1969) (R. T. Robiscoe) (не опубликовано, цитируется по работе Аппельквиста и Бродского (1970)).
- Робл (1952) (H. Roehl), Acta Phys. Austriaca **6**, 105.
- Розен (1963) (S. P. Rosen), Phys. Rev. Lett. **11**, 100.
- Розенблут (1950) (M. N. Rosenbluth), Phys. Rev. **79**, 615.
- Росс (1969) (D. K. Ross), Phys. Rev. **181**, 2055.
- Росселле (1965) (Ph. Rosselet), Helv. Phys. Acta **38**, 691.
- Рочестр, Смайт (1964) (G. K. Rochester, K. F. Smith), Phys. Rev. **8**, 266.
- Руарк (1945) (E. Ruark), Phys. Rev. **68**, 278.
- Рубинштейн (1966) (H. R. Rubinstein), Phys. Rev. Lett. **17**, 41.

- Рубинштейн и др. (1967) (H. R. Rubinstein, F. Scheck, R. H. Sokolov), Phys. Rev. **154**, 1608.
- Рудерман, Цванцигер (1969) (M. Ruderman, D. Zwanziger), Phys. Rev. Lett. **22**, 146.
- Рэнд и др. (1965) (R. E. Rand, R. Prosch, M. R. Yearian), Phys. Rev. Lett. **14**, 234.
- Сайтес и др. (1969) (J. R. Sites, D. D. Oscheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee), Phys. Rev. Lett. **23**, 835.
- Сакита (1964) (B. Sakita), Phys. Rev. Lett. **13**, 643.
- Салам (1966) (A. Salam), Phys. Lett. **22**, 683.
- Сампл, Свенсон (1967) (H. H. Suple, C. A. Swenson), Phys. Rev. **158**, 188.
- Сандерс, Турберфильд (1963) (J. H. Sanders, K. C. Turberfield), Proc. Roy. Soc. **272A**, 79.
- Сандерс и др. (1963) (J. H. Sanders, K. F. Tittel, J. F. Ward), Proc. Roy. Soc. **272A**, 103.
- Саундерс (1962) (E. M. Saunders), Phys. Rev. **126**, 1724.
- Саха (1936) (M. N. Saha), Indian J. Phys. **10**, 141.
- Саха (1949) (M. N. Saha), Phys. Rev. **75**, 1968.
- Сборник переводов (1970) «Синхротронное излучение в исследовании твердых тел», перев. с англ. и немецк. под ред. А. А. Соколова, «Мир», М.
- Сварт де, Дж. (1963) (J. J. de Swart), Rev. Mod. Phys. **35**, 916 (см. перев. с англ. УФН **84**, 651 (1964)).
- Селинов И. П. (1962), Периодическая система изотопов, Изд. АН СССР, М.
- Селинов И. П. (1966), Изотопы, Изд. АН СССР, М.
- Сиверс (1970) (D. Sivers), Phys. Rev. **2D**, 2048.
- Сикута и др. (1968) (G. M. Cicuta, G. Marchesini, A. Scotti), Phys. Rev. **175**, 2113.
- Сильверстейн (1969) (S. D. Silverstein), Phys. Rev. Lett. **23**, 139.
- Синх (1972) (V. Singh), Phys. Rev. Lett. **28**, 859.
- Скрибнер и др. (1969) (R. A. Scribner, M. F. Panczyk, E. D. Adams), J. Low Temp. Phys. **1**, 313.
- Слэтер (1929) (J. Slater), Phys. Rev. **34**, 1293.
- Смайт (1957) (K. F. Smith), Prog. Nucl. Phys. **6**, 52—107.
- Смайт, Унзворт (1965) (K. F. Smith, P. J. Unsoworth), Proc. Phys. Soc. **86**, 1249.
- Смородинский Я. А. (1949), УФН **39**, 325.
- Смородинский Я. А. (1964), УФН **84**, 3.
- Снапп (1962) (S. Snupp), Proc. IRE **50**, 2026.
- Собельман И. И. (1963), Введение в теорию атомных спектров, Физматгиз, М.
- Сого, Джеффрис (1955) (P. Sogo, C. Jeffries), Phys. Rev. **99**, 613.
- Соколов А. А. (1946), ЖЭТФ **16**, 3.
- Соколов А. А. (1958), Введение в квантовую электродинамику, Физматгиз, М.
- Соколов (1967) (R. H. Socolow), Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **22**, 129.
- Соммерфилд (1957) (C. M. Sommerfield), Phys. Rev. **107**, 328.
- Соммерфилд (1958) (C. M. Sommerfield), Ann. Phys. **5**, 26.
- Стельсон, Мак Гаун (1955) (P. H. Stelson, F. K. McGowan), Phys. Rev. **99**, 112.
- Стеффен (1955) (R. M. Steffen), Phil. Mag. Suppl. **4**, 293.
- Стеффен, Фраунфельдер (1964) (R. M. Steffen, H. Frauenfelder), из сб. «Perturbed Angular Correlations», p. 2, Amsterdam.

- Стинсон и др. (1967) (G. M. Stinson, N. P. Arder, J. C. Waddington, R. G. Summers-Gill), *Canad. J. Phys.* **45**, 3393.
- Стон и др. (1968) (N. J. Stone, S. R. Frankel, D. A. Shirley), *Phys. Rev.* **172**, 1243.
- Стражев В. И., Томильчик Л. М. (1968), *Весті АН БССР*, № 2, 102.
- Стракс (1964) (N. Strax), *Am. J. Phys.* **32**, 615.
- Стракс (1965) (N. Strax), *Am. J. Phys.* **33**, 102.
- Сугимото и др. (1966) (K. Sugimoto, M. Mizobuchi, K. Nakai, K. Matudu), *J. Phys. Soc. Japan* **21**, 213.
- Сулливан и др. (1967) (C. R. Sullivan, A. D. McInturff, D. Kotelchuck, C. E. Roos), *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1163.
- Сутторп, де Гроот (1970) (L. G. Suttorp, S. R. de Groot), *Nuov. Cim.* **65A**, 245.
- Суура, Вихман (1957) (H. Suura, E. H. Wichmann), *Phys. Rev.* **105**, 1930.
- Схин и др. (1969) (T. W. Shyn, W. L. Williams, R. T. Robiscoe, T. Rebane), *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1273.
- Тамм И. Е. (1929), *Zs. Phys.* **55**, 199.
- Тамм И. Е. (1931), *Zs. Phys.* **71**, 141.
- Тамм И. Е., Альтшулер С. А. (1934), *ДАН СССР* **1**, 455.
- Тамм И. Е., Иваненко Д. Д. (1934), *Nature* **133**, 981.
- Тамм И. Е. (1940), *ДАН СССР* **29**, 551.
- Тамм И. Е. (1956), *Основы теории электричества*, изд. 6-е, Гостехиздат, М.
- Тасси (1965) (L. I. Tassie), *Nuov. Cim.* **38**, 1935.
- Таунс, Шавлов (1959) (C. H. Townes, A. L. Schawlow), *Радиоспектроскопия*, перев. с англ., ИЛ, М.
- Тевикян Р. В. (1966а), *ЖЭТФ* **50**, 911.
- Тевикян Р. В. (1966б), *ЖЭТФ* **51**, 791.
- Тевикян Р. В. (1967), *Nucl. Phys.* **B1**, 79.
- Тейлор (1967) (J. G. Taylor), *Phys. Rev. Lett.* **18**, 713.
- Тейлор и др. (1969) (B. N. Taylor, W. H. Parker, D. N. Langenberg), *Rev. Mod. Phys.* **41**, 375.
- Тейс (1962) (W. R. Theis), *Phys. Rev. Lett.* **8**, 45.
- Теразава (1968) (H. Terazawa), *Prog. Theor. Phys.* **39**, 1326.
- Терентьев М. В. (1962), *ЖЭТФ* **48**, 619.
- Терио и др. (1967) (E. D. Theriot, Jr., R. H. Beers, V. W. Hughes), *Phys. Rev. Lett.* **19**, 767.
- Тернов и др. (1966) (И. М. Тернов, В. Г. Багров, В. Ш. Жуковский), *Вестник МГУ* **21**, 21.
- Тернов и др. (1968) (И. М. Тернов, В. Г. Багров, В. А. Боровицын, О. Ф. Дорофеев), *ЖЭТФ* **55**, 2273.
- Токуда, Ойанаги (1970) (N. Tokuda, Y. Oyanagi), *Phys. Rev.* **1D**, 2626.
- Толл (1952) (J. S. Toll), *Dissertation*, Princeton, USA.
- Тольхок (1956) (H. A. Tolhock), *Rev. Mod. Phys.* **28**, 277 (см. перевод УФН **63**, 761 (1957)).
- Томас (1926) (L. H. Thomas), *Nature* **107**, 514.
- Томас (1927) (L. H. Thomas), *Phil. Mag.* **3**, 1.
- Томильчик Л. М. (1963), *ЖЭТФ* **44**, 160.
- Томильчик Л. М. (1964), *ДАН БССР* **8**, 379.
- Томпкинс (1965а) (D. R. Tompkins), *Phys. Rev.* **138**, B248.
- Томпкинс (1965б) (D. R. Tompkins), *Phys. Rev.* **140**, B443.

- Томсон и др. (1963) (A. L. Thompson, H. Meyer, P. N. Dheer), Phys. Rev. 132, 1455.
- Тоулесс (1965) (D. Thouless), Proc. Phys. Soc. 86, 893.
- Трибвассер и др. (1953) (S. Triebwasser, E. S. Dayhoff, W. E. Lamb, Jr.), Phys. Rev. 89, 98, 106.
- Трион (1972) (E. P. Tryon), Phys. Rev. Lett. 28, 1605.
- Троицкий М. А., Ходель В. А. (1965), Ядерная физика 1, 205.
- Туманов В. С. (1964), ЖЭТФ 46, 1755.
- Тунг-моу Ян (1967a) (Tung-mow Yan), Phys. Rev. 155, 1423.
- Тунг-моу Ян (1967b) (Tung-mow Yan), Phys. Rev. 160, 1182.
- Тунг-моу Ян (1968) (Tung-mow Yan), Phys. Rev. 171, 1613.
- Турнер и др. (1969) (J. E. Turner, V. N. Neelwathi, R. B. Vora, T. S. Subramanian, M. A. Prasad), Phys. Rev. 183, 453.
- Тцу (1948) (H. J. Tzu), Proc. Roy. Soc. 192, 231.
- Уайт и др. (1964) (M. B. White, E. Lipworth, S. Alpert), Phys. Rev. 136, B 584.
- Уайт и др. (1965) (M. B. White, S. S. Alpert, S. Penselin, T. I. Morgan, V. W. Cohen, E. Lipevorth), Phys. Rev. 137, B477.
- Уиггинс, Уокер (1969) (J. W. Wiggins, J. C. Walker), Phys. Rev. 177, 1786.
- Уилер и др. (1969) (R. M. Wheeler, U. Atzmony, J. C. Walker), Phys. Rev. 186, 1280.
- Уилкинсон, Крейн (1963) (D. T. Wilkinson, H. R. Crane), Phys. Rev. 130, 852.
- Уильямс, Хьюгес (1969) (W. L. Williams, V. W. Hughes), Phys. Rev. 185, 1251.
- Уолш (1968) (T. F. Walsh), Nuov. Cim. 54, 945.
- Уорли и др. (1965) (R. D. Worley, V. J. Ehlers, W. A. Nierenberg, H. A. Shugart), Phys. Rev. 140, B1483.
- Усачев Ю. Д. (1968), Доклад на Всесоюзной межвузовской конференции в г. Ужгороде, октябрь 1968.
- Уэсли, Рич (1970) (J. C. Wesley, A. Rich), Phys. Rev. Lett. 24, 1320.
- Уэсли, Рич (1971) (J. C. Wesley, A. Rich), Phys. Rev. D4, 1341.
- Файстром (1970) (D. O. Fystrom), Phys. Rev. Lett. 25, 1469.
- Фараго (1971) (P. S. Farago), Rep. Progr. Phys. 34, 1055.
- Фараго (1972) (P. S. Farago), Nuov. Cim. Lett. 4, 991.
- Фаркас (1962) (T. F. Farkas), Acta Phys. Hung. 15, 131.
- Фарлев (1969) (F. J. M. Farlev), Rivista Nuov. Cim. 1, suppl., 59.
- Фаулер, Сеймиос (1965) (W. B. Fowler, N. P. Samios), УФН 85, 523 (перев. с англ. Sci. Amer. 211 (4), 36 (1964)).
- Фаустов (1970) (R. Faustov), Nuov. Cim. 69A, 37.
- Фейнман (1969) (K. P. Feynman), Phys. Rev. Lett. 23, 1415.
- Ферми Э. (1952), Лекции по атомной физике, перев. с англ., ИЛ, М. (лекция 2-я, стр. 114).
- Феррелл, Хопфильд (1964) (R. A. Ferrell, J. J. Hopfield), Physics 1, 1.
- Фидекаро и др. (1961) (M. Fidicaro, G. Finocchiaro, G. Giacomelli), Nuov. Cim. 22, 657.
- Филлипс и др. (1965a) (E. A. Phillips, O. Ames, S. S. Glickstein), Phys. Rev. 138, B773.
- Филлипс и др. (1965b) (E. A. Phillips, W. Happer, J. D. McCullen), Phys. Rev. 140, B55.
- Филлипс, Джексона (1968) (E. A. Phillips, A. D. Jackson, Jr.), Phys. Rev. 169, 917.
- Финкельштейн (1964) (R. I. Finkelstein), Rev. Mod. Phys. 36, 632.

- Фирц (1944) (M. Fierz), *Helv. Phys. Acta* **17**, 27.
- Фирц (1964) (M. Fierz), *Helv. Phys. Acta* **37**, 663.
- Флейшер и др. (1969а) (R. L. Fleischer, I. S. Jacobs, W. M. Schwarz, P. B. Price, H. G. Goodelle), *Phys. Rev.* **177**, 2029.
- Флейшер и др. (1969б) (R. L. Fleischer, H. R. Hart, Jr., I. S. Jacobs, P. B. Price, W. M. Schwarz, F. Aumento), *Phys. Rev.* **184**, 1393.
- Флейшер и др. (1969в) (R. L. Fleischer, P. B. Price, R. T. Woods), *Phys. Rev.* **184**, 1398.
- Флейшер и др. (1970) (R. L. Fleischer, H. R. Hart, Jr., I. S. Jacobs, P. B. Price, W. M. Schwarz, R. T. Woods), *J. Appl. Phys.* **41**, 958.
- Флейшер и др. (1971) (R. L. Fleischer, H. R. Hart, Jr., G. E. Nichols, P. B. Price), *Phys. Rev.* **4D**, 24.
- Фокс и др. (1972) (J. D. Fox, P. D. Barnes, R. A. Eisenstein, W. C. Lam, J. Miller, R. B. Sutton, D. A. Jenkins, R. J. Powers, M. Eckhaus, J. R. Kane, B. L. Roberts, M. E. Vislag, R. E. Welsh, A. R. Kunselman), *Phys. Rev. Lett.* **29**, 193.
- Фольц (1961) (H. Volz), *Phys. Bl.* **47**, 79.
- Форбургер, Косенс (1969) (T. V. Vorburger, B. L. Cosens), *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1273.
- Форд, Уилер (1951) (K. W. Ford, R. M. Wheeler), *Phys. Rev.* **81**, A656.
- Форд (1963) (K. W. Ford), *Sci. Am.* **209**, 122 (см. перев. с англ. в сб. «Новые проблемы физики» № 11, стр. 23, «Знание», М., 1965).
- Форд и др. (1963) (K. W. Ford, V. W. Hughes, J. G. Wills), *Phys. Rev.* **129**, 194.
- Фоссан, Полетти (1968) (D. B. Fossan, A. R. Poletti), *Phys. Rev.* **168**, 1228.
- Франклин (1968) (J. Franklin), *Phys. Rev.* **172**, 1807.
- Франклин (1969а) (J. Franklin), *Phys. Rev.* **181**, 1984.
- Франклин (1969б) (J. Franklin), *Phys. Rev.* **182**, 1607.
- Фраунфельдер и др. (1953) (H. Frauenfelder, J. S. Lawson, W. Jentschke, G. De Pasquali), *Phys. Rev.* **92**, 513.
- Фраунфельдер, Стеффен (1964) (H. Frauenfelder, R. M. Steffen), *Alpha, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Chap. XIX, 1, Amsterdam.
- Фредкин, Гуд (1961) (D. M. Fradkin, R. H. Good, Jr.), *Rev. Mod. Phys.* **33**, 341.
- Френкель Я. И. (1926), *Zs. Phys.* **37**, 243.
- Френкель Я. И. (1935), *Волновая механика*, т. II, ГТТИ, М.—Л.
- Френкель Я. И. (1936), *Phys. Zs. UdSSR* **9**, 533.
- Френкель Я. И. (1947), *Изв. АН СССР, сер. физ.* **11**, 593.
- Френкель Я. И. (1956), *Собрание избранных трудов*, т. I, *Электродинамика (Общая теория электричества)*, Изд. АН СССР, М.—Л.
- Фрержак и др. (1964) (D. Fréjeaque, D. Benaksas, D. Drickey), *Phys. Lett.* **12**, 74.
- Фрид, Кисслингер (1961) (N. Freed, L. S. Kisslinger), *Nucl. Phys.* **25**, 611.
- Фридман и др. (1960) (J. I. Friedman, H. W. Kendall, P. A. Gram), *Phys. Rev.* **120**, 992.
- Фрике и др. (1959) (G. Fricke, H. Kopfermann, S. Deuselin, K. Schipmann), *Zs. Phys.* **156**, 414.
- Фриш и др. (1938) (O. Frish, H. Kalban, J. Koch), *Physica* **59**, 719.

- Фриш С. Э. (1939), Атомные ядра и спектры, ГТТИ, М.
- Фриш С. Э. (1948), Спектроскопическое определение ядерных моментов, ГТТИ, М.
- Фубини и др. (1966) (S. Fubini, C. Rossetti, F. Furlan), *Nuov. Cim.* **43**, 161.
- Фуллер, Коэн (1965) (G. H. Fuller, V. W. Cohen), *Nuclear moments, Appendix I to Nuclear Data Sheets*, May 1965.
- Фултон и др. (1970) (T. Fulton, D. A. Owen, W. W. Repko), *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1035.
- Фултон и др. (1971) (T. Fulton, D. A. Owen, W. W. Repko), *Phys. Rev. Lett.* **26**, 61.
- Фэн и др. (1965) (C. Y. Fan, M. Garcia-Munoz, I. A. Sellin), *Phys. Rev. Lett.* **15**, 15.
- Фэн и др. (1967) (C. Y. Fan, M. Garcia-Munoz, I. A. Sellin), *Phys. Rev.* **161**, 6.
- Хаберстрох и др. (1964) (K. A. Haberstroh, W. J. Kossler, O. Ames, D. R. Hamilton), *Phys. Rev.* **136**, B932.
- Хаген (1965) (C. R. Hagen), *Phys. Rev.* **140**, B 804.
- Хаген, Харли (1970) (C. R. Hagen, W. J. Harley), *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1381.
- Хаген, Сударшан (1972) (C. P. Hagen, E. C. G. Sudarshan), *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1044.
- Хаммер, Вебер (1972) (C. L. Hammer, T. A. Weber), *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1675.
- Ханд и др. (1963) (L. N. Hand, D. G. Miller, R. Wilson), *Rev. Mod. Phys.* **35**, 335.
- Ханна и др. (1960a) (S. S. Hanna, J. Heberle, C. Littlejohn, G. J. Perlow, R. S. Preston, R. N. Peacock), *Phys. Rev. Lett.* **4**, 177.
- Ханна и др. (1960b) (S. S. Hanna, L. Meyer-Schützmeister, R. S. Preston, D. U. Vincent), *Phys. Rev.* **120**, 2211.
- Харари (1965) (H. Harari), *Phys. Rev.* **139**, B1323.
- Харди и др. (1953) (W. A. Hardy, G. Silver, C. H. Townes, B. F. Burke, M. W. P. Strandberg, C. W. Parner, V. W. Cohen), *Phys. Rev.* **92**, 1532.
- Хариш-Чандра (1948) (Harish-Chandra), *Phys. Rev.* **74**, 883.
- Хасс, Бьерргаард (1953) (T. Huss, J. Bjerrgaard), *Phys. Rev.* **92**, 1579.
- Хасс, Зупанчич (1953) (T. Huss, C. Zupancic), *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28**, № 1.
- Хатфилд, Хьюгес (1967) (L. L. Hatfield, R. N. Hughes), *Phys. Rev.* **156**, 102.
- Хатчинсон и др. (1961) (D. P. Hutchinson, J. Menes, G. Shapiro, A. M. Patlach, S. Pennau), *Phys. Rev. Lett.* **7**, 129.
- Хатчинсон и др. (1970) (D. P. Hutchinson, F. L. Larsen, N. C. Schoen, D. I. Sober, A. S. Kanifsky), *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1254.
- Хелтемес, Свенсон (1962) (E. C. Heltemes, C. A. Swenson), *Phys. Rev.* **128**, 1512.
- Хеннинг и др. (1967) (W. Henning, F. Kienle, H. J. Körner), *Zs. Phys.* **199**, 207.
- Хенриксен и др. (1969) (P. N. Henriksen, M. F. Panczyk, S. B. Trickey, E. D. Adams), *Phys. Rev. Lett.* **23**, 518.
- Хенриксен и др. (1970) (P. N. Henriksen, M. F. Panczyk, F. D. Adams), *Sol. St. Commun.* **8**, 735.

- Хетерингтон и др. (1967) (J. H. Hetherington, W. J. Mullin, L. H. Nosanow), Phys. Rev. 154, 175.
- Хилл и др. (1965) (D. A. Hill, K. K. Li, E. W. Jenkins, T. F. Kycia, H. Ruderman), Phys. Rev. Lett. 15, 85.
- Хилл и др. (1971) (D. A. Hill, K. K. Li, E. W. Jenkins, T. F. Kycia, H. Ruderman), Phys. Rev. 4D, 1979.
- Хоффберг и др. (1970) (M. Hoffberg, A. E. Glassgold, R. W. Richardson, M. Ruderman), Phys. Rev. Lett. 24, 775.
- Хофштадтер (1956) (R. Hofstadter), Rev. Mod. Phys. 28, 214 (перев. с англ. в сб. «Электромагнитная структура ядер и нуклонов», ИЛ, М., 1958).
- Хофштадтер и др. (1958) (R. Hofstadter, F. Bumiller, M. R. Yearian), Rev. Mod. Phys. 30, 482.
- Хофштадтер, де Врикс (1961) (R. Hofstadter, C. de Vries), Phys. Rev. Lett. 6, 290.
- Хофштадтер, Герман (1961) (R. Hofstadter, R. Herman), Phys. Rev. Lett. 6, 293.
- Хофштадтер и др. (1961) (R. Hofstadter, C. de Vries, R. Hirman), Phys. Rev. Lett. 6, 290.
- Хофштадтер (1962) (R. Hofstadter), Science 136, 1013.
- Хрынкевич А., Огаз С. (1966). Статья в сб. «Структура сложных ядер» (летняя школа физиков в г. Телави 11—28 авг. 1965 г.), под ред. Н. Н. Боголюбова, Атомиздат, М., стр. 272—298.
- Хуанг (1963) (K. Huang), Statistical Mechanics, New York.
- Хунд (1927) (F. Hund), Linienpektren und periodischen Sistem der Elemente, Berlin.
- Хуцишвили Г. (1950), УФН 48, 324.
- Хьюз и др. (1957) (V. W. Hughes, S. Marder, C. S. Wu), Phys. Rev. 106, 934.
- Хьюз, Телегди (1968) (V. W. Hughes, V. L. Telegdi), Bull. Am. Phys. Soc. 3, 229.
- Хьюз и др. (1970) (V. W. Hughes, D. W. McColm, K. Ziock, R. Prepost), Phys. Rev. 1A, 595.
- Хьюиш (1968) (A. Hewish), Sci. Amer. 219 (4), 25 (см. перев. с англ. УФН 97, 716 (1969)).
- Хьюиш и др. (1968) (A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins), Nature 217, 709 (см. перев. с англ. УФН 95, 705 (1968)).
- Хэг и др. (1970) (J. F. Hague, J. E. Rothberg, A. Schenek, D. L. Williams, K. K. Young, K. M. Crowe), Phys. Rev. Lett. 25, 628.
- Хэггинс, Сандерс (1965) (R. W. Huggins, J. H. Sanders), Proc. Phys. Soc. 86, 53.
- Цванцигер (1965) (D. Zwanziger), Phys. Rev. 137, B647.
- Цванцигер (1968) (D. Zwanziger), Phys. Rev. 176, 1480, 1489.
- Цванцигер (1971) (D. Zwanziger), Phys. Rev. D3, 880.
- Цвейг (1964) (G. Zweig), Препринт CERN.
- Чайлдс, Гудмен (1963) (W. J. Childs, L. S. Goodman), Phys. Rev. 131, 245.
- Чайлдс, Гудмен (1966) (W. J. Childs, L. S. Goodman), Phys. Rev. 141, 15.
- Чан и др. (1964) (Y. W. Chan, W. B. Ewbank, W. A. Nierenberg, H. A. Shugart), Phys. Rev. 133, B1138.
- Чан и др. (1965) (Y. W. Chan, W. B. Ewbank, W. A. Nierenberg, H. A. Shugart), Phys. Rev. 137, B4129.

- Чан и др. (1966a) (Y. W. Chan, V. J. Ehlers, W. A. Nierenberg), Phys. Rev. **144**, 1020.
- Чан и др. (1966b) (L. H. Chan, K. W. Chen, J. R. Dunning, Jr., N. F. Ramsey, J. K. Walker, R. Wilson), Phys. Rev. **141**, 1298.
- Чан и др. (1969) (Y. W. Chan, V. W. Cohen, H. B. Silsbee), Phys. Rev. **184**, 1102.
- Чанг (1972) (C. K. Chang), Phys. Rev. **5D**, 950.
- Чарпак и др. (1965) (G. Charpak, F. J. M. Farloy, B. L. Garwin, T. Muller, J. C. Sons, A. Zichichi), Nuov. Cim. **37**, 1241.
- Чен и др. (1966) (K. W. Chen, J. R. Dunning, Jr., A. A. Cone, N. F. Ramsey, J. K. Walker, R. Wilson), Phys. Rev. **141**, 1267.
- Ченг, Паджелс (1968) (T. P. Cheng, H. Pagels), Phys. Rev. **172**, 1635.
- Ченг и др. (1974) (S. C. Cheng, M. J. Chen, I. W. Kast, W. Y. Lee at al.), Phys. Lett. **34B**, 615.
- Ченг, Ву (1972) (H. Cheng, T. T. Wu), Phys. Rev. **5D**, 2978.
- Чию и др. (1968) (H. Y. Chiu, V. Canuto, L. Fassio-Canuto), Phys. Rev. **176**, 1438.
- Чию, Фашио-Кануто (1969) (H.-Y. Chiu, L. Fassio-Canuto), Phys. Rev. **185**, 1614.
- Шарриер и др. (1965) (G. Charrière, M. Gailloud, Ph. Rosselet, R. Weill, W. M. Gibson, K. Green, P. Tölun, N. A. Whyte, J. C. Combe, E. Dahl-Jensen, N. T. Doble, D. Evans, L. Hoffmann, W. T. Toner, H. Going, K. Gottstein, W. Püschel, V. Schening, J. Tietge), Phys. Rev. Lett. **15**, 66.
- Шарриер и др. (1966) (G. Charrière, M. Gailloud, Ph. Rosselet, R. Weill, W. M. Gibson, K. Green, P. Tölun, M. A. Whyte, J. C. Combe, E. Dahl-Jensen, N. T. Doble, D. Evans, L. Hoffmann, W. T. Toner, W. Püschel, V. Schening), Nuov. Cim. **66A**, 205.
- Шарриер (1969) (G. Charrière), Helv. Phys. Acta **42**, 339.
- Шаттен (1970) (K. H. Schatten), Phys. Rev. **1D**, 2245.
- Швингер (1937) (J. Schwinger), Phys. Rev. **51**, 648.
- Швингер (1948) (J. Schwinger), Phys. Rev. **73**, 416.
- Швингер (1949) (J. Schwinger), Phys. Rev. **76**, 790.
- Швингер (1966a) (J. Schwinger), Phys. Rev. **144**, 1087 (см. перев. с англ. в сб. «Монополю Дирака», «Мир», М., 1970, стр. 295).
- Швингер (1966b) (J. Schwinger), Phys. Rev. **151**, 1048.
- Швингер (1966в) (J. Schwinger), Phys. Rev. **151**, 1055.
- Швингер (1968) (J. Schwinger), Phys. Rev. **173**, 1536.
- Швингер (1969a) (J. Schwinger), Science **165** (№ 3895), 757 (см. перев. с англ. УФН **103**, 355 (1971)).
- Швингер (1969б) (J. Schwinger), Phys. Rev. **166**, 690.
- Шелест В. П. (1968), ДАН СССР **183**, 558.
- Шифф (1957) (L. I. Schiff), Квантовая механика, 2-е изд., перев. с англ., ИЛ, М.
- Шифф (1958) (L. I. Schiff), Rev. Mod. Phys. **30**, 462.
- Шифф (1964) (L. I. Schiff), Am. J. Phys. **32**, 812.
- Шифф (1965) (L. I. Schiff), перевод с англ. УФН **86**, 756.
- Шифф (1966) (L. I. Schiff), Phys. Rev. Lett. **17**, 714.
- Шифф (1967) (L. I. Schiff), Phys. Rev. **160**, 1257.
- Шмарц, Улехла (1960) (P. Smarż, I. Ulehla), Czech. J. Phys. **10B**, 996.
- Шмидт (1937) (T. Schmidt), Zs. Phys. **106**, 358.

- Шоппер (1961) (H. Schopper), Phys. Blätter 7, 316 (перев. с немецк. в книге: С. Д. Дрелл и Ф. Захариазен, Электромагнитная структура нуклонов, ИЛ, М., 1962, стр. 151—166).
- Шпольский Э. В. (1963), Атомная физика, изд. 5-е, т. I, Физматгиз, М.
- Шпольский Э. В. (1950), Атомная физика, изд. 3-е, т. II, Гостехиздат, М.
- Штейн и др. (1966) (P. Stein, M. Binkley, R. McAllister, A. Suri, W. Woodward), Phys. Rev. Lett. 16, 592.
- Штейн, Рамзей (1969) (S. Stein, A. T. Ramsey), Phys. Rev. 179, 1170.
- Штерн (1937) (O. Stern), Phys. Rev. 51, 852.
- Штробель (1970) (G. L. Strobel), Nuov. Cim. 65, A421.
- Шупп и др. (1961) (A. A. Schupp, R. W. Pidd, H. R. Crane), Phys. Rev. 121, 1.
- Шцамоси (1961) (G. Szamoci), Nuov. Cim. 20, 1090.
- Шцамоси (1963) (G. Szamoci), Nuov. Cim. 29, 677.
- Шюлер (1930) (H. Schüller), Zs. Phys. 59, 150.
- Шюлер, Вестмейер (1933) (H. Schüller, H. Westmeyer), Naturwiss. 21, 674.
- Эвбанк, Шугарт (1964) (W. B. Ewbank, H. A. Shugart), Phys. Rev. 135, A358.
- Эгман (1965) (W. Eggman), Proc. IEEE 53, 1642.
- Эдмондс (1958) (A. R. Edmonds), Угловые моменты, в сб. «Деформация атомных ядер», перев. с англ., ИЛ, М., стр. 305.
- Эзли и др. (1966) (W. Easley, N. Edelstein, M. P. Klein, D. A. Shirley), Phys. Rev. 141, 1132.
- Эзли и др. (1968) (W. Easley, J. A. Barclay, D. A. Shirley), Phys. Rev. 170, 1083.
- Эйнштейн, Эренфест (1922) (A. Einstein, P. Erenfest), Zs. Phys. 11, 21.
- Экк и др. (1967a) (J. S. Eck, Y. K. Lee, J. C. Walker, R. R. Stevens, Jr.), Phys. Rev. 156, 246.
- Экк и др. (1967b) (J. S. Eck, Y. K. Lee, J. C. Walker), Phys. Rev. 163, 1295.
- Элдридж (1949) (J. A. Eldridge), Phys. Rev. 75, 1614.
- Эленд (1966a) (H. H. Elend), Phys. Lett. 20, 652.
- Эленд (1966b) (H. H. Elend), Phys. Lett. 21, 720.
- Элитцур (1971) (M. Elitzur), Phys. Rev. Lett. 27, 895.
- Эллиот, Лейн (1957) (R. J. P. Elliot, A. M. Lane), Handb. d. Phys., Bd. 39, S. 241, Berlin (есть перевод с англ. в сб. «Строение атомного ядра», ИЛ, М., 1959).
- Эллис (1971) (J. R. Ellis), J. Phys. A. (Gen. Phys.) 4, 583.
- Элюзер, Рой (1962) (C. J. Fluser, S. K. Roy), Proc. Cambr. Phil. Soc. 58, 401.
- Эндрью (1957) (E. Andrew), Ядерный магнитный резонанс, перев. с англ., ИЛ, М.
- Эппли и др. (1951) (H. Aepli, H. Albers-Schönberg, A. S. Bishop, H. Frauenfeldes, E. Heer), Phys. Rev. 84, 370.
- Эрбер (1961) (T. Erber), Nature 190, 25.
- Эрбер (1962) (T. Erber), In «High Magnetic Fields» (Technology Press, Cambridge, Mass.), p. 706.
- Эрбер (1963) (T. Erber), Discovery 24, № 2, 10.
- Эрбер (1966) (T. Erber), Rev. Mod. Phys. 38, 626.
- Эрикссон (1965) (G. W. Erickson), Phys. Rev. Lett. 15, 338.

- Эрлих и др. (1972) (R. D. Ehrlich, H. Hofer, A. Magnon, D. Y. Stowell et al.), Phys. Rev. A5, 2357.
- Эрствуд, Саммерс-Гилл (1968) (H. K. Erstwood, R. G. Summers-Gill), Canad. J. Phys. 46, 230.
- Эстерман, Штерн (1933) (I. Estermann, O. Stern), Zs. Phys. 85, 17.
- Эффингер (1969) (H. J. Efinger), Am. J. Phys. 37, 740.
- Юкава и др. (1938) (H. Yukawa, S. Sakata, Taketani), Proc. Phys. Math. Soc. Japan 20, 319.
- Юнг, Кутковский (1960) (H. D. Young, R. F. Cutkowsky), Phys. Rev. 117, 595.
- Ямасаки (1964) (H. Yamasaki), Prog. Theor. Phys. 31, 322, 324.
- Ямасаки (1965) (H. Yamasaki), Prog. Theor. Phys. 34, 462.
- Ямасаки (1966) (H. Yamasaki), Prog. Theor. Phys. 36, 72.
- Ямасаки (1968) (H. Yamasaki), Prog. Theor. Phys. 39, 372.
- Ян (1966) (T. M. Jan), Phys. Rev. 150, 1349.
- Ян (1967) (T. M. Jan), Phys. Rev. 160, 1182.

Сергей Васильевич Вонсовский

МАГНЕТИЗМ МИКРОЧАСТИЦ

М., 1973 г., 280 стр. с илл.

Редактор *В. А. Григорова*

Техн. редактор *Е. Н. Земская*

Корректор *Н. Б. Румянцева*

Сданов набор 18/V 1973г. Подп. к печ. 12/IX 1973г.

Бумага 84×108/32 Физ. печ. л. 8,75

Условн. печ. л. 14,7. Уч. изд. л. 15,15.

Тираж 7500 экз. Т-44458. Цена книги 1 р.16 к.

Заказ № 2421.

Издательство «Наука»

Главная редакция

физико-математической литературы

117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография издательства «Наука»,
Москва, Шубинский пер., 10