

СОВРЕМЕННОЕ УЧЕНИЕ О МАГНЕТИЗМЕ

С. В. Вонсовский

СОДЕРЖАНИЕ

Введение

I. Атомный магнетизм. 1. Собственный (спиновый) магнитный момент электрона. 2. Магнетизм электронной оболочки атома. 3. Магнетизм нуклонов (протонов и нейтронов) и атомных ядер.

II. Магнетизм вещества—слабомагнитные тела. 4. Феноменологическое описание магнитных свойств вещества. 5. Классификация магнетиков по основным опытным данным. 6. Диамагнетизм. 7. Магнитные свойства сверхпроводников. 8. Парамагнетизм. 9. Магнитное охлаждение.

III. Магнетизм вещества—ферромагнетизм. 10. Феноменологическое описание ферромагнитного состояния вещества. 11. Теория спонтанной намагниченности ферромагнетиков. 12. Теория технической кривой намагничивания. 13. Ферромагнетики в переменных магнитных полях. 14. Ферромагнитные материалы (мягкие и жесткие). 15. Влияние спонтанной намагниченности на другие свойства ферромагнетиков. 16. Заключение.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из существенных проблем современной физики является учение о магнитных свойствах вещества. Важность этой отрасли физической науки определяется тем, что, во-первых, все материальные тела окружающей нас природы в той или иной степени магнитны и, во-вторых, магнитные силы проявляются при взаимодействии элементарных частиц материи. Диапазон магнитных явлений поистине огромен, он простирается от магнетизма микромира атомных частиц до магнетизма космических тел.

Человек столкнулся с явлением магнетизма ещё в глубокой древности; уже тогда открытие этого замечательного свойства вещества нашло своё первое важное практическое применение в виде компаса.

Необычайная универсальность магнитных свойств вещества вполне естественно вызвала стремление понять физическую природу этого явления. Пути развития физических представлений о природе магнетизма идут от наивных гипотез о существовании в телах особых магнитных жидкостей к идее о молекулярных магнетиках.

Открытие, в начале прошлого столетия, магнитного поля электрического тока позволило сразу высказать предположение об электрических молекулярных токах как о причине, обуславливающей магнитные свойства вещества. Однако в то время ещё не была обнаружена в непосредственном опыте атомистическая природа электричества и магнетизма, поэтому идея о молекулярных токах долгое время оставалась гипотезой. Она нашла своё окончательное опытное обоснование лишь с развитием современной атомной физики. Одним из существенных достижений последней явилось установление того факта, что элементарными носителями магнетизма являются, во-первых, сами элементарные частицы материи — электроны, протоны, нейтроны, — которые обладают собственным так называемым спиновым магнитным моментом и, во-вторых, микроскопические токи, образованные движением электронов в оболочке атома (орбитальные магнитные моменты). Эти спиновые и орбитальные магнитные моменты и являются теми молекулярными токами, о которых интуитивно догадывались физики ещё в начале прошлого века. Успехи атомной физики позволили создать стройную и единую теоретическую концепцию, охватывающую все типы магнитных явлений в веществе, и установить связь этих явлений с электрическими, оптическими, тепловыми, механическими и другими свойствами материи.

Современное учение о магнетизме естественным образом можно разделить на две части: атомный магнетизм, т. е. магнитные свойства изолированных элементарных частиц материи, атомных ядер, а также электронных оболочек изолированных атомов и молекул, и магнетизм взаимодействующих между собой коллективов атомов и молекул, образующих газобразные, жидкие и твёрдые тела окружающей нас природы, т. е. магнетизм вещества. В первом случае мы интересуемся магнитными свойствами отдельных изолированных друг от друга элементарных носителей магнитного момента, тогда как во втором — главным образом влиянием взаимодействия между этими носителями магнитных моментов на их коллективные магнитные свойства.

В настоящем обзоре мы не рассматриваем истории развития учения о магнетизме. Здесь дано лишь краткое изложение современного состояния науки о магнитных свойствах вещества в форме, доступной и для физиков не магнитологов. Тем не менее, следует напомнить, что в развитии учения о магнетизме русские учёные как в дореволюционный, так и в советский период играли и играют очень большую, а во многих вопросах и ведущую роль. Замечательные работы русского учёного А. Г. Столетова по ферромагнетизму дали начало современному изучению магнитных свойств ферромагнитных тел. Большую роль сыграли и играют работы В. К. Аркадьева, давшего ещё в 1913 г. обобщение законов электродинамики для ферромагнитных сред. Многолетние исследования В. К. Аркадьева по магнетодинамике за последнее время приобрели

актуальный интерес в связи с вопросами атомного и ядерного магнетизма. Необычайно важное значение для развития учения о магнетизме сыграли работы Н. С. Акулова, Я. Г. Дорфмана, П. Л. Капицы, И. К. Киконна, Е. И. Кондорского, Л. Д. Ландау, И. Е. Тамма, Я. И. Френкеля, Я. С. Шура, Р. И. Януса и их многочисленных учеников, а также многих других советских физиков.

Считаем уместным отметить здесь факт явно необъективного и грубо тенденциозного полного замалчивания работ русских учёных по магнетизму, который допустил в своём обзоре, помещённом в журнале *Reviews of Modern Physics* за 1947 г., американский физик Бозорт.

Необъективность чужда духу советской науки, но советским учёным присущ также и высокий советский патриотизм, который заставляет, в ответ на грубые выпады империалистической пропаганды в области науки, внести полную и объективную ясность, показав на конкретном материале самой науки, без всякого замалчивания роли зарубежных учёных, большую и во многих областях ведущую роль советских физиков в развитии учения о магнетизме.

АТОМНЫЙ МАГНЕТИЗМ

1. СОБСТВЕННЫЙ (СПИНОВЫЙ) МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА

Среди известных в настоящее время элементарных частиц наиболее подробно изучен электрон открытый ещё в конце прошлого столетия. Долгое время считалось, что основными характеристиками этой частицы являются её заряд и масса и что магнитные свойства проявляются лишь при движении электронов в проводниках, в катодных лучах или по «орбитам» атомов и молекул. Однако при изучении линейчатых оптических спектров различных атомов обнаружили так называемую тонкую структуру спектральных линий¹, объяснение природы которой заставило уточнить прежние представления об основных характеристиках электрона. Наиболее простой вид тонкая структура спектральных линий имеет в случае водородоподобных атомов с одним валентным электроном, где она сводится к двойному расщеплению линий (дублеты). Факт появления дублетов и величину их расщепления оказалось возможным легко объяснить, если допустить, что электрон обладает собственным механическим моментом количества движения (спином). При этом пришлось также принять, что этот спиновый момент может иметь лишь две ориентации, и притом такие, что относительно какого-нибудь внешнего поля его две возможные проекции на направление этого поля равны по величине и обратны по знаку, а именно:

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

$2\pi\hbar = h = 6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек — постоянная Планка). Кроме того, спину электрона соответствует магнитный момент, две возможные проекции которого на направление внешнего магнитного поля оказались равными

$$\mu_s^z = \pm \frac{e\hbar}{2mc} = \mp \frac{e}{mc} s^z \quad (1.2)$$

($e = 4,8025 \cdot 10^{-10}$ CGSE — заряд и $m = 9,1066 \cdot 10^{28}$ г — масса покоя электрона, а $c = 3 \cdot 10^{10}$ см·сек⁻¹ — скорость света), т. е. по абсолютной величине они равны магнетону Бора — естественной атомной единице магнитного момента:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 0,9273 \cdot 10^{-20} \text{ эрг} \cdot \text{гаусс}^{-1}. \quad (1.2^1)$$

Вначале этим новым основным свойствам электрона давалось весьма наглядное «классическое» толкование. А именно, предполагалось, что электрон — «шарик» — вращается вокруг оси, проходящей через его центр, а его заряд при этом вращении создаёт 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 «классического» объяснения природы электронного спина возникли существенные принципиальные трудности. Во-первых, для расчёта магнитного момента по законам классической электродинамики необходимо было принять какие-то определённые представления о структуре электрона (форма, размеры, распределение заряда и т. п.). Во-вторых, в классической теории оставалось совершенно непонятным, почему спин может иметь лишь две различные ориентации (пространственное квантование спинового момента). И, наконец, теория не могла дать разумного объяснения так называемой гиромангнитной аномалии спина. Эта аномалия заключается в том, что, как это видно из (1.2), отношение спинового магнитного момента к механическому равно

$$g_s = \frac{\mu_s^z}{s^z} = \frac{e}{mc}, \quad (1.3)$$

в то время как по классическим законам это отношение должно быть в два раза меньше [см. ниже формулу (3.4)], т. е. $\frac{e}{2mc}$. Следует напомнить, что подобная же аномалия наблюдалась при измерении гиромангнитного эффекта в ферромагнетиках (см. ниже), её также пришлось допустить для объяснения закономерностей аномального эффекта Зеемана (см. § 2). Эти трудности указывали на неудовлетворительность классического толкования природы элек-

*) Строгую классическую электродинамику «вращающегося» электрона разработал Я. И. Френкель² (1926 г.), а также и И. Е. Тамм³.

тронного спина и заставили на первых порах просто считать существование спина и его магнитного момента опытным фактом, не нашедшим себе ещё адекватного теоретического объяснения, причём спин рассматривался как четвёртая «внутренняя» степень свободы электрона.

К числу наглядных и непосредственных опытов, доказывающих существование электронного спина и его магнитного момента, при-

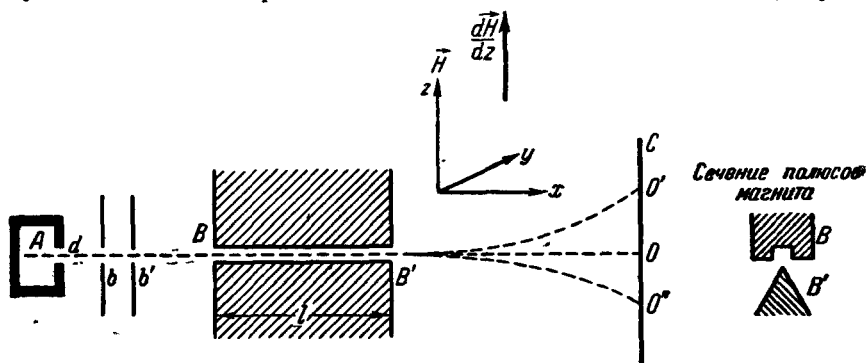


Рис. 1. Схема опыта по отклонению молекулярных пучков в неоднородном магнитном поле (Штерна и Герлаха).

надлежат опыты с отклонением атомных пучков в неоднородном магнитном поле⁴ (опыт Штерна и Герлаха^{*}). Схема экспериментальной установки, используемой в таких опытах, показана на рис. 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 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 лишь в таком 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 своё поступательное движение неизменным. Если указанная неоднородность имеет место, то на атом, обладающий магнитным моментом

^{*}) Следует отметить, что независимо от этих авторов и одновременно с ними такие опыты были предприняты и советскими физиками П. Л. Капицей и Н. Н. Семёновым³⁵.

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 на участке пути длиной l (см. рис. 1), где $dH/dz \neq 0$. Величина отклонения z_ϑ атома с данными μ и ϑ в конце этого пути, по законам равномерного ускоренного движения, равна

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

где M масса атома, а t время пролёта атома через поле, равное $t = l/v$ (здесь v — средняя скорость атома в пучке, определяемая условиями теплового равновесия при заданной температуре в печи А). Если бы все углы ϑ были равновероятны, то на экране С вместо узкого изображения щели в точке О получилась бы широкая полоса $O'O''$ с верхним краем O' , соответствующим отклонённым 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 ведётся с пучками водородоподобных атомов, т. е. атомов, имеющих один валентный электрон, 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 и поэтому вообще не должны были бы отклоняться в магнитном поле. Если же допустить существование спина и его магнитного момента, а также учесть правило 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 с помощью (1.5) измеренное на опыте смещение атомного пучка z_ϑ . На рис. 2 приведена фотомикрограмма осадка, полученного с пучком паров натрия. При высоких температурах печи пучок состоит почти целиком из атомов и даёт «двугорбую» кривую (пунктирная кривая на рис. 2). При более низких температурах большинство атомов соединяется попарно в молекулы Na_2 , которые не имеют никакого результирующего момента (ни орбитального, ни спинового) и поэтому без отклонения проходят через поле; это обстоятельство иллюстрируется сплошной кривой на рис. 2, дающей фотомикрограмму осадка неотклонённого пучка молекул натрия. В настоящее время методика подобных опытов достигла столь боль-

шого совершенства, что позволяет гарантировать точность измерений до 0,1 — 0,2 %.

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

С развитием последовательной атомной теории — кванто-

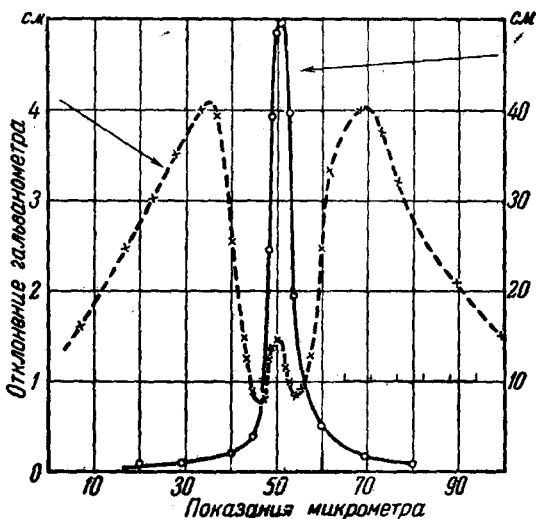


Рис. 2. Фотомикрограмма „осадка“ для пучка атомов натрия [по Льюису Zeits. f. Phys. 69, 731 (1930)].

вой механики — встал вопрос о более глубоком теоретическом объяснении явления электронного спина и его магнетизма, чем это давала грубо модельная классическая теория. Здесь следует указать, однако, что 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 маг-

нитное явление, относится к классу типичных релятивистских эффектов, для последовательного объяснения которых необходимо считаться с требованиями теории относительности.

В 1927 г. Паули ⁵ была построена приближённая полуэмпирическая квантовая теория электронного спина, в которой существование спина и его магнитного момента просто постулировалось. Тогда, принимая возможность лишь двух ориентаций спина, из общих законов квантовой механики следовало, что если величина слагающей спина в единицах $\hbar$ равна $s^z = \frac{1}{2}$, то величина самого вектора спина в тех же единицах равна

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

а величина вектора спинового магнитного момента соответственно равна

$$|\mu_s| = \frac{e}{mc} \sqrt{s(s+1)} \hbar = \sqrt{3} \mu_B. \quad (1.7)$$

Своё окончательное теоретическое обоснование проблема электронного спина получила после того, как Дираку⁵ 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 ясно показала недопустимость (с принципиальной стороны) наглядного классического истолкования спина как результата вращения электрона-шарика. Следует заметить, что если и попробовать дать наглядную иллюстрацию спину, то его появление следует приписать специфически квантовым кинематическим свойствам поступательного движения электрона. Поэтому спиновый магнитный момент часто называют кинематическим в отличие от истинного момента, который наблюдается у некоторых других частиц, например, у протона или нейтрона (см. ниже § 3).

В заключение этого параграфа сделаем ещё одно замечание. Из опытов по отклонению молекулярных пучков в магнитном поле, строго говоря, следует лишь то, что атом как целое обладает тем или иным значением магнитного момента. Из косвенных соображений о характере орбитальных состояний (в ряде случаев приписывают этот наблюдаемый атомный магнетизм 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 и любой другой эксперимент по определению магнитного момента у свободного электрона, как показал Бор⁶, обречён на неудачу. Это является простым следствием соотношения неопределённостей квантовой механики. Дело в том, что поскольку спиновый магнетизм электрона носит кинематический характер, его нельзя отделить от магнитных эффектов, связанных с поступательным движением электрона — заряженной частицы. Оказывается, что при любой попытке определить магнитный момент спина вносится неизбежная неопределённость в величину импульса электрона, которая обуславливает неопределённость магнитного действия от поступательного движения, всегда превышающую весь магнитный эффект спина.

Имеются, однако, другие способы наблюдать спин электрона, изучая, например, так называемую поляризацию электронных волн при двойном отражении электронного пучка от поверхностей кристаллов. Этот вопрос пока ещё не нашёл своего полного экспериментального разрешения и поэтому явление поляризации электронных волн не может быть прецизионным методом измерения спина свободного электрона⁷.

Всё вышеизложенное о магнитных свойствах электрона может быть перенесено и на другую элементарную частицу — позитрон, отличающийся от электрона лишь положительным знаком своего электрического заряда. Однако эта частица, несравненно более редкая, чем электрон, не является составной частью атомной оболочки и имеет небольшое время жизни. Поэтому никаких опытов по непосредственному обнаружению и измерению спинового магнетизма позитронов пока не предпринималось.

2. МАГНЕТИЗМ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМА

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

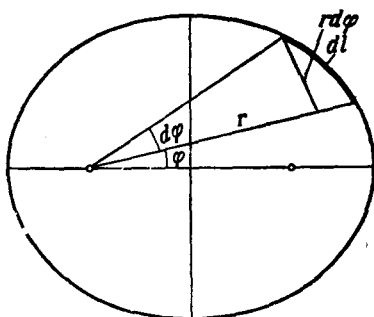


Рис. 3. Эллиптическая орбита электрона.

Магнитные свойства электронной оболочки атома обусловлены тремя причинами: 1) орбитальным движением электронов, 2) электронными спинами и 3) магнетизмом атомного ядра. Остановимся прежде всего на магнитных свойствах орбитального движения электронов¹. Если сперва ограничиться чисто классическим рассмотрением движения электрона по орбите, то мы сразу же получим связь между магнитным и

механическим моментами орбиты. Действительно, движение электрона по эллиптической орбите с периодом обращения T эквивалентно круговому току с силой

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

Магнитный момент этого тока равен произведению силы тока на площадь «орбиты» электрона (рис. 3)

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

(φ — угол, который составляет радиус-вектор, проведённый 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 (закон площадей), постоянен и равен по определению

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

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 правила квантования электронных орбит следует, что

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

(l — угловое или орбитальное, n — главные квантовые числа), поэтому по (1.2) и (2.6), имеем

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

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 моменту орбиты, согласно (2.6), равно

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

т. е. в два раза меньше, чем соответствующее отношение для спин-овых моментов [ср. (1.3)]. Квантовая механика внесла некоторое уточнение в эту картину, а именно, было показано, что величина вектора момента количества движения для стационарного состояния электрона в атоме (которое лишь условно, «по старой привычке», можно назвать орбитальным движением) определяется не по формуле (2.7), а по другой формуле

$$p_{\varphi} = \sqrt{l(l+1)} \hbar. \quad (2.10)$$

Угловое или орбитальное квантовое число l при этом принимает значения:

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

Аналогично для магнитного момента вместо (2.8) получаем

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

Отношение же g_l остаётся, как легко видеть, таким же, как это даёт (2.9). Из (2.10) и (2.11) видно, что могут быть стационар-

ные состояния атома с $l=0$, в которых нет ни механического ($p_\varphi=0$), ни магнитного ($\mu_l=0$) моментов. Эти состояния со своеобразным «статическим» распределением плотности заряда электронного облака атомной оболочки принято называть s -состояниями.

Проекция вектора механического момента $\mathbf{l}$ (в единицах $\hbar$), например, на направление внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ могут быть не любыми, а лишь вполне определёнными, образуя дискретную совокупность значений (пространственное квантование). Величины этих возможных проекций вектора $\mathbf{l}$ (абсолютная величина которого равна $\sqrt{l(l+1)}\hbar$) определяются магнитными орбитальными квантовыми числами m_l , которые могут принимать $(2l+1)$ значений:

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

Таким образом, возможные значения косинуса угла между векторами $\mathbf{l}$ и $\mathbf{H}$ определяются формулой

$$\cos(\mathbf{l}, \mathbf{H}) = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}. \quad (2.13)$$

На рис. 4 приведена графическая иллюстрация пространственного квантования орбитального момента для $l=3$. Такое же правило пространственного квантования имеет место и для магнитного момента, проекции которого в единицах μ_B определяются квантовыми числами m_l , т. е.

$$(\mu_l)_H = m_l \mu_B. \quad (2.14)$$

Таким образом, проекции орбитального магнитного момента остаются и в квантовой механике кратными магнетону Бора, в то время, как величина самого вектора μ_l уже не кратна магнетону Бора [из-за появления фактора $\sqrt{l(l+1)}$ в (2.11)].

Если атомная оболочка состоит из нескольких электронов, то орбитальное квантовое число L суммарного момента количества движения $\mathbf{L}$ имеет, например, в случае двух электронов с квантовыми числами l_1 и l_2 , следующие возможные значения:

$$L = l_1 + l_2, \quad l_1 + l_2 - 1, \dots, \quad l_1 - l_2; \quad (l_1 > l_2).$$

Величины вектора $\mathbf{L}$ и суммарного магнитного момента μ_L равны соответственно:

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

Проекции этих векторов на направление внешнего поля $\mathbf{H}$ кванту-

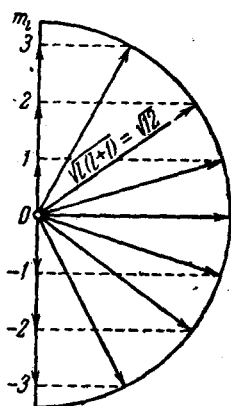


Рис. 4. Пространственное квантование орбитального момента количества движения электрона (для $l=3$).

ются так же, как и в случае одного электрона. Аналогичные правила сложения имеют место и для суммарного спинового механического момента $\mathbf{S}$ и соответствующего ему магнитного момента μ_S , величины которых равны

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

проекции же этих векторов на направление магнитного поля $\mathbf{H}$ также кратны величинам $\hbar$ и μ_B и определяются полным спиновым магнитным квантовым числом $m_S = S, S-1, \dots, -S$. Полный момент количества движения $\mathbf{J}$ электронной оболочки атома является векторной суммой результирующего орбитального момента $\mathbf{L}$ и результирующего спинового момента $\mathbf{S}$ (правило связи моментов Росселя-Сандерса¹⁾)

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (2.17)$$

Полное угловое квантовое число J принимает следующие значения:

$$J = L + S, \quad L + S - 1, \dots, L - S,$$

если $L > S$ (всего $2S + 1$ значений),

$$J = S + L, \quad S + L - 1, \dots, S - L$$

если $L < S$ (всего $2L + 1$ значений).

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 вектора $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$, лишь целочисленные значения в единицах $\hbar$ и определяются результирующими магнитными квантовыми числами m_J , которые могут иметь $(2J + 1)$ различных значений:

$$m_J = J, J-1, \dots, 0, -1, \dots, -J. \quad (2.18^1)$$

В атоме с одним электроном, если $l = 0$, имеется лишь одно значение полного углового квантового числа $j = s = \frac{1}{2}$; если $l > 0$,

то два значения $j = l + \frac{1}{2}$, $l - \frac{1}{2}$. Таким образом, j равно нечётному полуцелому числу ($\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, и т. д.). На рис. 5 приведена в качестве примера графическая картина сложения векторов $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$ для случая $l = 2$, $s = \frac{1}{2}$ и $j = \frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$.

Результирующий магнитный момент атомной оболочки μ_J в силу гиромагнитной аномалии спина ($g_s = 2g_l$) не будет совпадать по направлению с результирующим механическим моментом $\mathbf{J}$. На рис. 6 это показано графически. В избранном масштабе длина вектора μ_L выбрана равной длине вектора $\mathbf{L}$, поэтому длина вектора μ_S должна равняться удвоенной длине вектора $\mathbf{S}$. В силу отрицатель-

ного заряда электрона, как уже упоминалось выше, направления μ_L, μ_S соответственно антипараллельны направлениям L и S . Результирующий магнитный момент μ составляет с вектором J угол, отличный от 180° . Векторы L и S , говоря классическим языком, прецессируют около направления вектора J , поэтому μ_L и μ_S также должны прецессировать вокруг J . Если каждый из этих векторов разложить на две слагающие: параллельную J и перпендикулярную ему, то значение перпендикулярных слагающих каждого из векторов $(\mu_L)_\perp$ и $(\mu_S)_\perp$ в среднем по времени за период вращения будут равны нулю, ибо они непре-

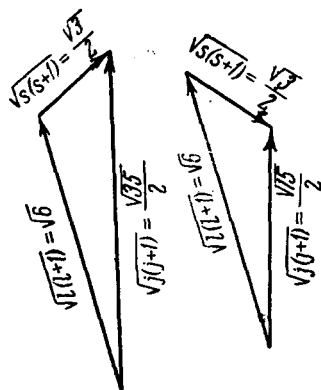


Рис. 5. Сложение орбитальных (l) и спиновых (s) моментов количества движения электрона ($l = 2, s = 1/2$).

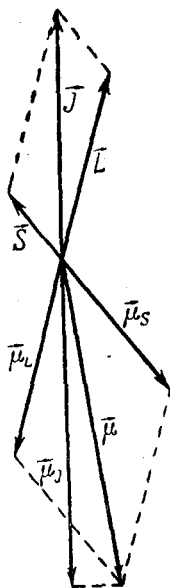


Рис. 6. Сложение механических и магнитных моментов электронной оболочки атома.

рывно меняют своё направление. Поэтому эффективный магнитный момент электронной оболочки атома будет равен сумме проекций (μ_L) и (μ_S) , параллельных вектору J , т. е.

$$\mu_J = \mu_L \cos(L, J) + \mu_S \cos(S, J), \quad (2.19)$$

где $\cos(L, J)$ и $\cos(S, J)$ соответственно косинусы углов между векторами L и J , S и J . Применяя обычные тригонометрические формулы к треугольнику, образованному векторами L , S и J , получим

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

Подставляя эти значения косинусов, а также значения μ_L из (2.15) и μ_S из (2.16) в (2.19), 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

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (2.21)$$

так называемый фактор Ланде. Если $L = 0$, то $J = S$ и $g_J = g_S = 2$, т. е. в случае спинного момента фактор Ланде равен двум. Если, наоборот, $S = 0$, то $J = L$ и $g_J = g_L = 1$, 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 гиромагнитной аномалии спина.

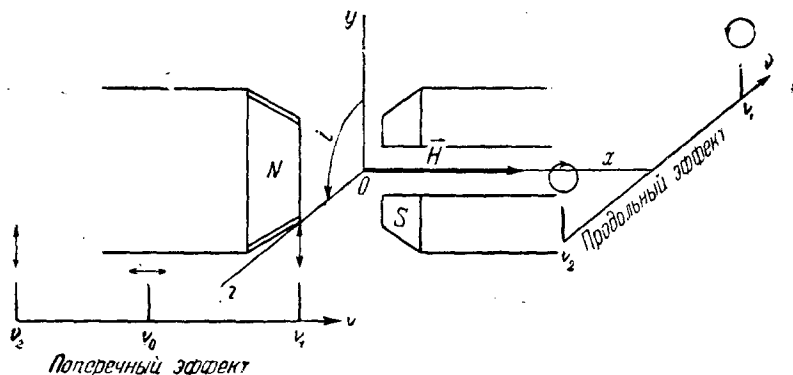


Рис. 7. Схема нормального эффекта Зеемана.

Эффект Зеемана¹. Одним из самых непосредственных проявлений магнитных свойств атома является эффект Зеемана (1896), заключающийся в расщеплении спектральных линий атомных спектров, когда излучающие атомы помещены в магнитное поле. 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. При этом можно исследовать спектральный состав света, излучаемого как параллельно магнитному полю (продольный эффект), так и перпендикулярно ему (поперечный эффект) (см. рис. 7). Если поле «сильное» (см. ниже), то мы имеем так называемый нормальный эффект Зеемана (или эффект Пашена-Бака). При нормальном продольном эффекте вместо наблюдаемой в отсутствии поля одной спектральной линии частоты ν_0 , как правило не

поляризованной, наблюдаются две симметрично смещённые относительно ν_0 линии с меньшей частотой ν_2 и с большей частотой ν_1 ($\nu_0 - \nu_2 = \nu_1 - \nu_0$). Обе эти линии оказываются поляризованными по кругу (рис. 7). При нормальном поперечном эффекте наблюдаются три линии — несмещённая линия ν_0 , линейно поляризованная вдоль поля, и две линии ν_1 и ν_2 , смещённые так же, как и в продольном эффекте, но, в отличие от него, линейно поляризованные перпендикулярно направлению магнитного поля (см. рис. 7).

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

Нормальный эффект можно достаточно полно объяснить с помощью элементарной классической электронной теории (Лоренц). Предположим ради упрощения вычислений, что электрон в атоме движется с угловой скоростью ω_0 по круговой орбите радиуса r , плоскость которой нормальна к вектору магнитного поля $\mathbf{H}$. При этом в отсутствие магнитного поля на электрон действует центростремительная сила

$$F_0 = m\omega_0^2 r.$$

Если включить магнитное поле, то в самом процессе его включения магнитный поток через площадь орбиты будет меняться со временем. Поэтому возникнет добавочное индуцированное электрическое поле, направленное касательно к орбите. Это добавочное поле вызовет изменение скорости движения электрона по орбите. Вместе с тем на электрон, движущийся в магнитном поле, будет действовать сила Лоренца, направленная по радиусу. Её величина и направление окажутся такими, что обеспечат сохранение радиуса орбиты неизменным. Поэтому включение магнитного поля приведёт только к увеличению или уменьшению угловой скорости электрона, в зависимости от направления его движения относительно направления вектора магнитного поля.

Если изменённое значение угловой скорости электрона равно ω_1 , то добавочная радиальная сила Лоренца равна

$$F_H = \pm \frac{1}{c} He\omega_1 r.$$

Знак плюс соответствует $\omega_1 > \omega_0$ и знак минус — $\omega_1 < \omega_0$. Полная центростремительная сила равна сумме F_0 и F_H , т. е.

$$m\omega_1^2 r = m\omega_0^2 r \pm \frac{1}{c} He\omega_1 r.$$

Отсюда приближённо находим (замечая, что в атоме $\omega_0 \sim 10^{16} \text{ сек}^{-1}$, а $eH/cm \sim 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ даже при сверхсильных магнитных полях в опытах П. Л. Капицы), что

$$\omega_1 = \omega_0 \pm \frac{eH}{2mc}. \quad (2.22)$$

Величина

$$\omega_H = 2\pi\nu_H = \frac{eH}{2mc} \quad (2.23)$$

носит название ларморовской частоты, она определяет собой величину влияния магнитного поля на орбитальное движение электрона в атоме. Если магнитное поле не нормально к плоскости орбиты, то всё равно эффект поля определяется величиной ω_H , которая в этом общем случае является угловой скоростью ларморовской прецессии электронной орбиты вокруг направления магнитного поля (рис. 8). Добавочная энергия электрона, вызванная этой добавочной угловой скоростью, равна, в силу (2.11) и (2.13),

$$\Delta E_H = \mu_l H \cos \theta = m_l \frac{e\hbar}{2mc} H = m_l \omega_H \hbar. \quad (2.24)$$

Весь этот эффект ларморовской прецессии является частным случаем индукционного правила Ленца (легко видеть, что добавочное движение электрона, вызванное включением магнитного поля, создаёт своё магнитное поле, антипараллельное первому) и лежит в основе универсального явления диамагнетизма, присущего всем атомам (см. ниже § 6).

Используем полученный результат для объяснения нормального эффекта Зеемана. Пусть магнитное поле направлено вдоль оси x (рис. 7). У источника света O атомные орбиты имеют всевозможные ориентации. Под влиянием магнитного поля они начинают прецессировать около оси x . 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 x) свет идёт лишь от слагающих электронного движения, лежащих в плоскости (y, z) , т. е. от проекций орбит электронов на эту плоскость. В силу хаотичности ориентаций орбит электронов различных атомов источника у половины из числа упомянутых проекций угловая скорость будет $+\omega_0$, а у другой — ω_0 . Поэтому при $H \neq 0$ результирующие угловые скорости по абсолютной величине будут соответственно равны $(\omega_0 + \omega_H)$ и

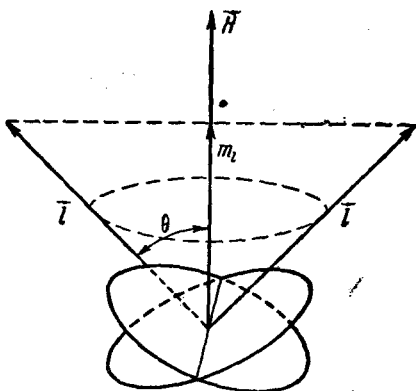


Рис. 8. Прецессия электронной орбиты (1) вокруг магнитного поля (H).

($\omega_0 - \omega_H$), а следовательно, линейные частоты двух смещённых спектральных линий будут

$$\nu_1 = \nu_0 + \frac{eH}{4\pi mc} \quad \text{и} \quad \nu_2 = \nu_0 - \frac{eH}{4\pi mc}. \quad (2.25)$$

Обе эти линии, в полном согласии с опытом, смещены относительно начальной линии ν_0 на одинаковую величину $\Delta\nu = \frac{He}{4\pi mc}$ и поляризованы по кругу в противоположных направлениях.

При наблюдении поперёк поля (вдоль оси z) наблюдается три линии. Несмещённая линия ν_0 получается от слагающей движения электронов вдоль оси x , на которую магнитное поле не действует (сила Лоренца равна нулю, если $\mathbf{H} \parallel \mathbf{V}$). Поэтому несмещённая линия ν_0 линейно поляризована вдоль оси x , как это и наблюдается. Слагающая же движения вдоль оси y , перпендикулярная полю $\mathbf{H}$ (от слагающей вдоль оси z свет вдоль оси z не распространяется), изменяет свою частоту на величину ω_H и будет давать две смещённые линии ν_1 и ν_2 , линейно поляризованные вдоль оси y .

Сопоставляя теоретические и опытные значения для $\Delta\nu$, можно было определить удельный заряд электрона, который оказался равным $e/m = 1,757 \cdot 10^7$ CGSM, 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 смещённых линий в продольном эффекте можно было впервые показать экспериментально, что источником излучаемого света в атоме является именно отрицательный электрический заряд, т. е. электрон.

Выясним теперь те уточнения, которые внесла квантовая механика в объяснение этого магнитного явления.

Если атом помещён в магнитное поле $\mathbf{H}$, которое относительно слабо, то связь между векторами $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$ не «разрывается» и результирующий вектор $\mathbf{J}$ будет прецессировать вокруг направления магнитного поля. Добавочная энергия ΔE_H , вызванная действием магнитного поля на результирующий атомный магнитный момент μ_J , будет, в силу (2.20), равна

$$\Delta E_H = \mu_J H \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H}) = g_J \mu_B H \sqrt{J(J+1)} \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H}). \quad (2.26)$$

Но проекция вектора $\mathbf{J}$ на направление $\mathbf{H}$, т. е. $\sqrt{J(J+1)} \cos(\mathbf{J}, \mathbf{H})$, согласно (2.18¹), равна магнитному квантовому числу m_J . Таким образом

$$\Delta E_H = m_J g_J \mu_B H. \quad (2.27)$$

Следовательно, каждый атомный уровень с энергией E_n расщепляется во внешнем магнитном поле на $(2J+1)$ уровней с энергиями $E_n + (\Delta E_H)_n$. Число $(2J+1)$ даёт нам величину так называемой мульт-

типлетности уровня. Частоты, излучаемые атомом в магнитном поле, будут равны

$$\nu_{ik} + \Delta\nu = \frac{[E_i + (\Delta E_H)_i] - [E_k + (\Delta E_H)_k]}{h};$$

принимая во внимание, что $h\nu_{ik} = E_i - E_k$ и (2.27) и (2.23), находим

$$\Delta\nu = [(m_J)_i (g_J)_i - (m_J)_k (g_J)_k] \nu_H. \quad (2.28)$$

В качестве иллюстрации применим формулу (2.28) для объяснения аномального эффекта Зеемана головного дублета главной серии спектра натрия (D -линии), состоящего из двух линий. В таблице I даны значения L , S , J , g_J , m_J и $g_J m_J$ для трёх невозмущённых энерге-

Таблица I

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

тических уровней, переходы между которыми и дают две D -линии, а на рис. 9 дана графическая картина расщепления энергетических уровней и показаны зеемановские компоненты для поперечного эффекта. Линии, обозначенные буквой σ , поляризованы перпендикулярно 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 остаётся неизменённым 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.

Если внешнее магнитное поле становится сильным и «разрывает» связь между векторами $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$, то в этом случае квантовое число J теряет свой смысл и векторы $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$ независимым образом прецессируют вокруг магнитного поля. Величина проекций этих векторов на направление поля определяется орбитальными и спинowymi магнитными квантовыми числами m_L и m_S . Дополнительная энергия в магнитном поле вместо (2.27) будет иметь вид ($g_L = 1$ и $g_S = 2$):

$$\Delta E_H = \Delta E_L + \Delta E_S = (m_L + 2m_S) \mu_B H$$

и поэтому, в силу (2.23) и (1.21),

$$\Delta\nu = (\Delta m_L + 2\Delta m_S) \nu_H. \quad (2.29)$$

Правила отбора в этом случае гласят: $\Delta m_L = 0, \pm 1$, $\Delta m_S = 0$, поэтому (2.29) даёт лишь три возможности

$$\Delta \nu = 0, \pm \nu_H,$$

т. е. классический нормальный эффект Зеемана. Следует отметить, что магнетооптическое явление Зеемана на протяжении всего разви-

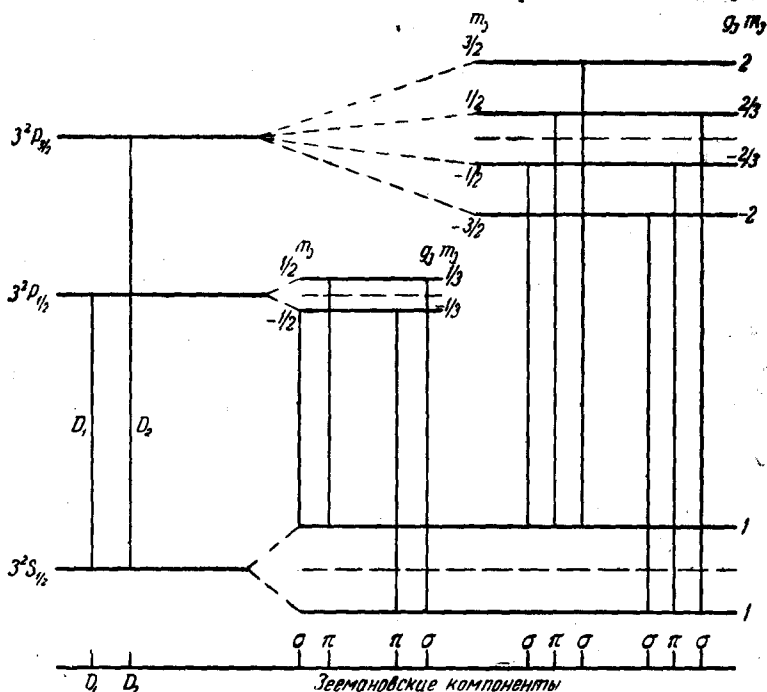


Рис. 9. Схема уровней и переходов аномального эффекта Зеемана для основного дублета D-линии линейчатого спектра атома натрия.

тия электронной физики до наших дней неизменно служило мощным экспериментальным критерием правильности развития её теоретических интерпретаций.

В последнее время Штерн⁸ предложил новый метод точного определения атомных магнитных моментов, который сводится к уравновешиванию действия силы тяжести на очень длинный молекулярный пучок с помощью магнитной силы, направленной против силы тяжести (и создаваемой, например, неоднородным магнитным полем тока, протекающего по проводнику, который протянут точно под молекулярным пучком параллельно его направлению движения). Легко видеть, что условие равенства сил, отнесённое к одной грамм-молекуле исследуемого в пучке вещества, имеет вид

$$N_\mu \frac{\partial H}{\partial z} = N M g,$$

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 создаётся лишь спином одного валентного электрона). С другой стороны, число Фарадея $F = Ne$ и скорость света c известны также очень точно, поэтому данный метод даёт возможность точного определения отношения $\hbar/m$.

В заключение этого параграфа 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 твёрдых и жидких телах. Хотя в этом случае мы, строго говоря, 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, уже хорошо известные опыты по гиромангнитному эффекту в ферромагнетиках (см. ниже §§ 10 и 11) позволили установить, что практически во всех известных ферромагнитных телах носителем магнетизма являются электронные спины. Используя метод магнитного резонанса (см. подробнее § 3), оказывается возможным определять не только g — факторы Ланде, но также и механические и магнитные моменты атомов в твёрдых и жидких телах (Аркадьев, Дорфман, Раби, Завойский, Гортен и др.).

Так, например, Завойский⁹ определил в парамагнитных солях ($\text{MnSO}_4 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ и $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) значение спина ионов Mn^{++} и Cu^{++} , который оказался соответственно равным $\sqrt{5/2} (1/2 + 1) \hbar$ и $\sqrt{1/2} (1/2 + 1) \hbar$. Фактор Ланде в первом случае оказался равным 1,96, и следовательно, магнитный момент равен $\mu = 4,90 \mu_B$. Опыты Завойского являются первым непосредственным доказательством пространственного квантования спина атома в твёрдом теле.

3. МАГНЕТИЗМ НУКЛОНОВ (ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ) И АТОМНЫХ ЯДЕР

Тяжёлые элементарные частицы — протоны и нейтроны (их теперь принято называть общим термином — нуклоны), а также состоящие из них атомные ядра*) обладают собственными магнитными моментами. Поэтому можно говорить о «ядерном магнетизме». Однако 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 прояв-

*) Идея о протонно-нейтронном строении атомов принадлежит советскому учёному Д. Д. Иваненко.

ляется в гораздо более тонких явлениях атомного мира (например, сверхтонкая структура спектральных линий) и требует для своего обнаружения и изучения применения сложных экспериментальных методов.

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.

По аналогии с магнитными свойствами электрона, на первый взгляд казалось бы, что протон — положительно заряженная элементарная частица — спин которого равен $\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right)} \hbar$, должен обладать спиновым магнитным моментом $\frac{e\hbar}{Mc} \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} + 1\right)}$, где M — масса протона, в 1836,5 раза большая массы электрона. Таким образом, в ядерном магнетизме роль элементарного магнитного момента должна была бы играть величина проекции магнитного момента протона на направление внешнего магнитного поля, равная

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{e\hbar}{2Mc} = \frac{1}{1836,5} \mu_B. \quad (3.1)$$

$\mu_{\text{яд}}$ носит название ядерного магнетона, который в 1836,5 раза меньше магнетона Бора, в чём и лежит причина малости ядерного магнетизма по сравнению с магнетизмом электронной оболочки.

Что же касается нейтрона — частицы, лишённой электрического заряда, то казалось законным принять, что он не обладает и магнитным моментом.

В действительности опыт дал совершенно иную картину. Измерения показали, что магнитный момент протона μ_p почти в три раза больше ядерного магнетона, а именно

$$\mu_p = (2,7896 \pm 0,0008) \mu_{\text{яд}}, \quad (3.2)$$

а магнитный момент нейтрона оказался отличным от нуля и равным

$$\mu_n = -(1,9103 \pm 0,0013) \mu_{\text{яд}}. \quad (3.3)$$

Такое несоответствие между «естественными» предположениями и опытом, при попытке объяснить природу ядерного магнетизма, с первых же шагов приводит к трудности, которой не было при рассмотрении магнитных свойств электронной оболочки¹⁰. Современная теория атомного ядра находится ещё в первоначальной стадии своего развития и является весьма несовершенной, тем не менее она позволяет качественно понять причину кажущегося расхождения между нашими теоретическими предположениями о величине магнитных моментов нуклонов и опытными данными для них. Дело в том, что независимо от электромагнитного взаимодействия между электрическими зарядами нуклонов между нуклонами действуют мощные ядерные силы.

Точно так же, как электромагнитное взаимодействие зарядов можно представить как результат «обмена» (т. е. взаимного испускания и последующего поглощения) квантами электромагнитного излучения — фотонами — между взаимодействующими зарядами, специфическое ядерное взаимодействие нуклонов можно представлять как «обмен» особыми частицами — мезонами — между взаимодействующими нуклонами *).

В отличие от фотонов, масса покоя которых равна нулю и которые не имеют электрического заряда, мезоны имеют конечную массу покоя (около двухсот масс электрона) и положительный или отрицательный элементарный электрический заряд **). Можно сказать, что нуклоны в результате непрерывного испускания и поглощения мезонов создают вокруг себя своего рода 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 мезон или поглощая мезон, заряженный отрицательно, превращается в нейтрон. Напротив, нейтрон, поглощая положительно заряженный мезон или испуская отрицательно заряженный мезон, превращается в протон. Таким образом, нуклоны, которые обнаруживаются на опыте либо как протоны, либо как нейтроны, испытывают непрерывные превращения друг в друга, пребывая, однако, большую часть времени протоны — в протонном состоянии, нейтроны — в нейтронном. Поскольку процесс обмена мезонами происходит не мгновенно, а требует некоторого времени, то в ядре постоянно на относительно короткие промежутки появляются мезоны со своими почти в десять раз большими, чем у нуклонов, спиновыми моментами, и поэтому результирующий магнитный момент протона оказывается больше ядерного магнетона, а у нейтрона, исключительно за счёт мезонного поля, появляется отрицательный магнитный момент. Действительно, из сравнения опытных данных (3.2) и (3.3) видно, что разность абсолютных величин магнитных моментов протона и нейтрона очень близка одному ядерному магнетону, а знаки моментов обратны ***).

При переходе к рассмотрению магнитных свойств более сложных ядер картина получается также более сложной, чем это имеет место в случае электронной оболочки. В таблице II приведены величины спинов и магнитных моментов атомных ядер ряда изотопов.

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

**) Есть веские соображения, что существуют мезоны, лишённые заряда (нейтретто), однако их существование ещё не доказано прямыми опытами.

***)) Вполне возможно, что процессы такого квазирасщепления нуклонов идут более сложным путём. Например, «испущенные» мезоны могут ещё распадаться на электрон (позитрон) и нейтрино. Но качественная картина от этого не меняется.

Таблица II

Значения спинового квантового числа (I)
и проекций магнитного момента для атомных ядер некоторых изотопов

Ядро	I	μ_I (в ед. $\mu_{\text{яд}}$)	Ядро	I	μ_I (в ед. $\mu_{\text{яд}}$)
n_0^1	$1/2$	$-1,9103 \pm 0,0012$	K_{19}^{40}	4	$-1,230$
H_1^1	$1/2$	$+2,7896 \pm 0,0008$	Ga_{31}^{69}	$3/2$	$? 2,11$
H_1^2	1	$+0,85647 \pm 0,0003$	Ga_{31}^{71}	$3/2$	$? 2,69$
Li_3^6	1	$+0,8813 \pm 0,0005$	Rb_{37}^{85}	$5/2$	$+0,10127$
Li_3^7	$3/2$	$+3,2532 \pm 0,0015$	Rb_{37}^{87}	$3/2$	$+2,733 \pm 0,009$
Be_4^9	$3/2$	$-1,176 \pm 0,005$	In_{49}^{113}	$9/2$	$+0,998 \times \mu_I (In_{49}^{115})$
B_5^{10}	1	$+0,598 \pm 0,003$	In_{49}^{115}	$9/2$	$+5,43 \pm 0,03$
B_5^{11}	$3/2$	$+2,686 \pm 0,008$	Cs_{55}^{133}	$7/2$	$+2,558 \pm 0,007$
C_6^{13}	$1/2$	$+0,701 \pm 0,002$	Ba_{56}^{125}	$3/2$	$+0,837 \pm 0,003$
N_7^{14}	1	$+0,403 \pm 0,002$	Ba_{56}^{137}	$3/2$	$+0,936 \pm 0,003$
N_7^{15}	$1/2$	$? 0,280 \pm 0,003$			
F_8^{19}	$1/2$	$+2,625 \pm 0,003$	He_2^4	0	0
Na_{11}^{23}	$3/2$	$+2,215 \pm 0,002$	C_6^{12}	0	0
Al_{13}^{27}	$5/2$	$+3,630 \pm 0,010$	O_8^{16}	0	0
Cl_{17}^{35}	$5/2$	$+1,368 \pm 0,005$	S_{16}^{32}	0	0
Cl_{17}^{37}	$5/2$	$+1,136 \pm 0,005$	Se_{34}^{80}	0	0
K_{19}^{39}	$3/2$	$+0,391 \pm 0,002$	Ne_{10}^{20}	0	0

Из таблицы II видно, что для спина ядер имеет место простое правило аддитивности, в то время как магнитные моменты ядер явно неаддитивны. Даже в простейшем сложном ядре дейтона (ядро атома тяжёлого 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 дейтона), результирующий магнитный момент не равен

точно алгебраической сумме магнитных моментов протона и нейтрона. Из таблицы II получаем

$$\mu_{\text{H}_2} - (\mu_p + \mu_n) = -0,0228 \mu_{\text{яд.}}$$

Точность измерений гарантирует правильность величин выше 0,0013, т. е. меньше 5% от наблюдаемой разности.

Тот факт, что, например, в случае лёгких ядер спиновые квантовые числа не превышают $\frac{3}{2}$, позволяет предположить, что нуклоны, подобно электронам атомной оболочки, образуют замкнутые «слои» с нулевым значением спина и магнитного момента. Примеры ядер с такими замкнутыми «слоями» даны в конце таблицы II. Спин ядра является результатом сложения спинов лишь небольшого числа нуклонов, не вошедших в замкнутые слои^{*}). Так, например, можно считать, что в ядрах He_2^4 , C_6^{12} , O_8^{16} , Ne_{10}^{20} и т. п. с $I=0$ все нуклоны входят в замкнутые слои, а в ядре N_7^4 6 нейтронов и 6 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 таковому для дейтона, где I также равно единице, а составляет всего лишь 0,403 $\mu_{\text{яд.}}$

Это отсутствие аддитивности магнитных моментов, в сложных ядрах Френкель¹¹, например, склонен объяснять той же причиной, как и аномальную величину магнитных моментов отдельных нуклонов, т. е. мезонным полем нуклонов в ядрах, а также, возможно, и релятивистскими эффектами во взаимодействии нуклонов.

В случае более тяжёлых ядер значения спинового квантового числа могут достигать более значительных величин. Например, у изотопов индия In^{113} и In^{115} $I=\frac{9}{2}$, и соответственно велики магнитные моменты: 5,50 $\mu_{\text{яд.}}$ и 5,49 $\mu_{\text{яд.}}$

Сравнительно малая величина спина и магнитного момента атомных ядер, как на это обратил внимание Френкель¹¹, позволяет провести аналогию между ядерным магнетизмом и парамагнетизмом щелочных металлов, где также вследствие требований принципа Паули (замкнутость «слоёв») результирующий спин коллектива электронов проводимости при отсутствии 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 со спонтанной намагниченностью ферромагнитных тел.

Обратимся теперь к экспериментальным методам определения спина и спинового магнитного момента нуклонов и сложных атомных ядер. Здесь прежде всего следует указать явление

^{*}) В отличие от случая атомной электронной оболочки, все эти рассуждения в случае ядер, из-за очень сильного взаимодействия между нуклонами, носят весьма качественный характер.

сверхтонкого строения (структуры) спектральных линий атомных спектров, обнаруженное впервые русскими физиками Добрецовым и Терениным¹² ещё в 1928 году. Ими было показано, что отдельные линии даже в тонкой структуре (§ 2) спектра в действительности представляют собой совокупность нескольких различных линий с весьма близким значением частот. Исследованный этими учёными дублет натрия (*D*-линия) имеет расстояние между своими двумя линиями тонкой структуры $6 \text{ \AA}$ (по шкале длин волн), а расстояния между отдельными линиями сверхтонкого расщепления составляют $0,0021 \text{ \AA}$ (для линии с $\lambda = 5890 \text{ \AA}$) и $0,023 \text{ \AA}$ (для линии с $\lambda = 5896 \text{ \AA}$), т. е. величины, в сотни и тысячи раз меньшие, чем $6 \text{ \AA}$.

Дальнейшее изучение показало¹³, 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 изменяет слегка энергии стационарных состояний электронной оболочки атомов.

Второй тип 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, случай *Bi*). В данном случае сверхтонкая структура может быть объяснена лишь, если учесть существование ядерного спина и соответствующего ему ядерного магнитного момента, благодаря взаимодействию которых с моментами электронной оболочки и происходит расщепление энергетических уровней атомной оболочки. Таким образом, формула (2.17) должна быть уточнена, и полный момент количества движения атома F равен сумме полного момента электронной оболочки J и результирующего момента ядра I :

$$F = J + I. \quad (3.4)$$

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

$$F = J + I, J + I - 1, \dots, (J - I). \quad (3.5)$$

Таким образом, энергетические уровни электронов расщепляются на $(2J + 1)$ (если $I > J$) или $2I + 1$ (если $J > I$) подуровней (мультиплет) с несколько отличной энергией, чем и обусловлена сверхтонкая структура. На рис. 10 приведены две векторные модели (аналогичные рис. 5) сложения механических и магнитных моментов электронной оболочки и ядра атома для случаев: (а) когда электронная

*) По такому „изотопическому“ смещению всех линий балмеровской серии в спектре водорода был открыт тяжёлый изотоп водорода — дейтерий.

оболочка имеет орбитальный и спиновый моменты, (б) когда электронная оболочка имеет только спиновый момент (s — состояние с $L=0$). Из рис. 10 снова видно, что в силу гиромангнитной аномалии спина результирующий магнитный момент атома μ_F не параллелен результирующему механическому моменту F , около которого он совершает прецессию. При данных значениях угловых квантовых чисел

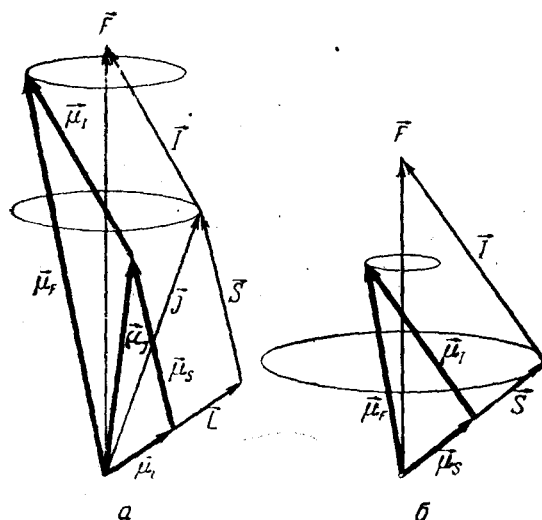


Рис. 10. Векторная модель атома с ядерным моментом.

а) случай электронной оболочки, обладающей отличными от нуля орбитальными (L) и спиновыми (S) моментами; б) случай электронной оболочки с одним электроном в S -состоянии ($L=0$) (масштаб для μ_I взят явно преувеличенным $\sim$ в 10^3 раз).

оболочки J и ядра I угловое квантовое число F всего атома по (3.5) имеет ряд возможных значений, каждому из которых соответствует своё значение энергии. Можно сказать, что электронная оболочка создаёт в центре ядра эффективное магнитное поле $H_{эл}$, параллельное вектору J . Поэтому энергия взаимодействия ядерного магнитного момента μ_I в этом поле равна

$$\Delta E_{с.т.с.} = \mu_I H_{эл} \cos(\mathbf{I}, \mathbf{J}),$$

где

$$\cos(\mathbf{I}, \mathbf{J}) = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}}, \quad \mu_I = g_I \sqrt{I(I+1)} \mu_{яд}.$$

Таким образом,

$$\Delta E_{с.т.с.} = \frac{\mu_{яд} H_{эл} g_I}{2\sqrt{J(J+1)}} [F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)], \quad (3.6)$$

где F определяется при заданных I и J рядом значений (3.5).

Разность энергий (3.6) при данных I и J даст величину расщепления сверхтонкой структуры. При этом легко видеть, что отно-

шение расстояний между рядом подуровней сверхтонкой структуры, характеризуемых 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 это вытекает из (3.6). То же самое имеет место и для отношений этих интервалов, выраженных через волновые числа (или частоты) компонент сверхтонкой структуры, 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 даёт величины отношений интенсивностей различных компонент сверхтонкой структуры в зависимости от квантового числа F . С помощью этих двух правил можно на основании опытных спектроскопических данных определить величину спинового квантового числа ядра I ¹⁸.

Однако этого недостаточно для определения фактора Ланде или самих магнитных моментов ядер. Для этой цели необходимо использовать явление Зеемана, т. е. исследовать расщепление компонент сверхтонкой структуры 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 полями считаются такие, при наложении которых векторы механических моментов ядра $\mathbf{I}$ и оболочки $\mathbf{J}$ ещё сильно связаны. Поэтому их сумма $\mathbf{F}$ ведёт себя как целое во внешнем магнитном поле. Квантовые числа для проекций вектора $\mathbf{F}$ на направления поля равны при этом

$$m_F = F, F-1, \dots, -F+1, -F. \quad (3.7)$$

Возможные переходы между уровнями определяются правилами отбора

$$\Delta m_F = 0, \pm 1. \quad (3.8)$$

На рис. 11, в качестве примера, приведено расщепление сверхтонкой структуры $^2S_{1/2}$ -терма (т. е. уровня с $L=0, S=\frac{1}{2}$) в слабом магнитном поле, причём принято, что $I=\frac{3}{2}$. Из шести возможных π -компонент (см. § 2), отвечающих переходом с $\Delta m_F = \pm 1$, фактически наблюдаются четыре, так как переходы $1 \rightarrow 0, 0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow -1, -1 \rightarrow 0$ попарно сливаются в одну линию (на рис. 11, б показано, что эти линии имеют удвоенную интенсивность). Переходам с $\Delta m_F = 0$ соответствуют три σ -компоненты сверхтонкой структуры.

Изменение энергии уровня с квантовым числом F во внешнем магнитном поле H , по аналогии с (2.27), равно

$$\Delta E_H = m_F g_F \mu_B H. \quad (3.9)$$

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 мо-

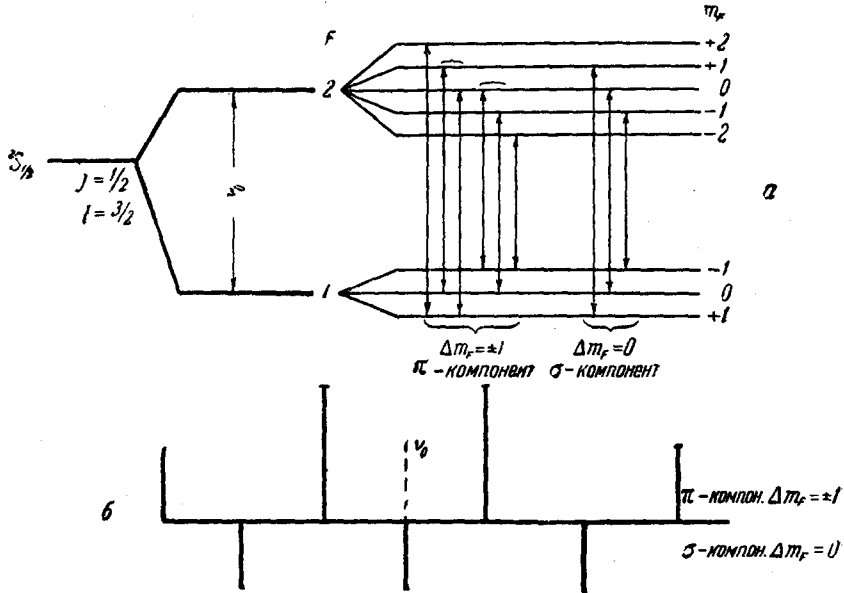


Рис. 11. Расщепление сверхтонкой структуры термина $2S_{1/2}$ в слабом магнитном поле при $I = 3/2$.

а) схема уровней и переходов, б) интенсивности и расположение зеемановских π - и σ -компонент.

мента оболочки $\sqrt{J(J+1)} g_J \mu_B$ и магнитного момента ядра $\sqrt{I(I+1)} g_I \frac{\mu_B}{1836,5}$ [см. (3.1)], т. е.

$$\begin{aligned} \sqrt{F(F+1)} g_F \mu_B = & [\sqrt{J(J+1)} g_J \cos(\mathbf{J}, \mathbf{F}) + \sqrt{I(I+1)} g_I \times \\ & \times \cos(\mathbf{I}, \mathbf{F}) \frac{1}{1836,5}] \mu_B. \end{aligned}$$

Заменяя $\cos(\mathbf{J}, \mathbf{F})$ и $\cos(\mathbf{I}, \mathbf{F})$, по аналогии с (2.19¹), их квантовомеханическими значениями, находим:

$$\begin{aligned} g = & g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} + \\ & + \frac{g_I}{1836,5} \cdot \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}. \quad (3.10) \end{aligned}$$

Если в (3.10) пренебречь вторым членом правой части из-за малого

множителя $\frac{1}{1836,5}$, то в частном случае рассматриваемого уровня $^2S_{1/2}$ (рис. 11)

$$g_{F=I+1/2} = \frac{g_J}{2I+1}, \quad g_{F=I-1/2} = \frac{-g_J}{2I+1}. \quad (3.11)$$

Таким образом, величины расщепления (3.9) обоих уровней сверхтонкой структуры в этом приближении одинаковы, а последовательность их по величинам m_F обратна, в силу различия знаков в (3.11) для $F=2$ и $F=1$. Следовательно, измерение $\Delta\nu_H$ даёт возможность определить I .

Вся структура расщепления лежит симметрично относительно частоты компоненты сверхтонкой структуры ν_0 при $H=0$ (см. рис. 11, б). Число π - и σ -компонент однозначно даёт величину спинного квантового числа ядра. Например, при $I=1$ имеется три π -компоненты ($\Delta m_F = \pm 1$) и две σ -компоненты ($\Delta m_F = 0$).

б) Сильное поле. Сильным полем мы опять назовём (см. § 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 сверхтонкой структуры, определяемых данными значениями F (см. рис. 11, а), и об их расщеплении. Поэтому энергию зеемановских уровней следует отсчитывать не от уровней исходной сверхтонкой структуры, а от энергетического центра тяжести E_S всей системы мультиплета. Таким образом, для каждого из зеемановских уровней (при данных I и J) имеем

$$E = E_S + g_J m_J \mu_B H + g_I m_I \frac{\mu_N}{1836,5} H + A m_I m_J. \quad (3.12)$$

Второй член правой части (3.12) является энергией магнитного момента оболочки, а третий — энергией магнитного момента ядра во внешнем поле. Последний же член даёт 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: $A = \frac{h\nu_0}{I+1/2}$. Хотя в случае сильных полей «жёсткая» 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 $\mathbf{J}$:

$$\begin{aligned} \sqrt{I(I+1)J(J+1)} \cos(\mathbf{IJ}) &= \\ &= \sqrt{I(I+1)J(J+1)} \cos(\mathbf{IH}) \cos(\mathbf{JH}) = m_I m_J. \end{aligned}$$

На рис. 12 приведена схема расщепления энергетических уровней того же термина $^2S_{1/2}$ в сильном поле при $I = \frac{3}{2}$. 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 изображённые на рис. 12.

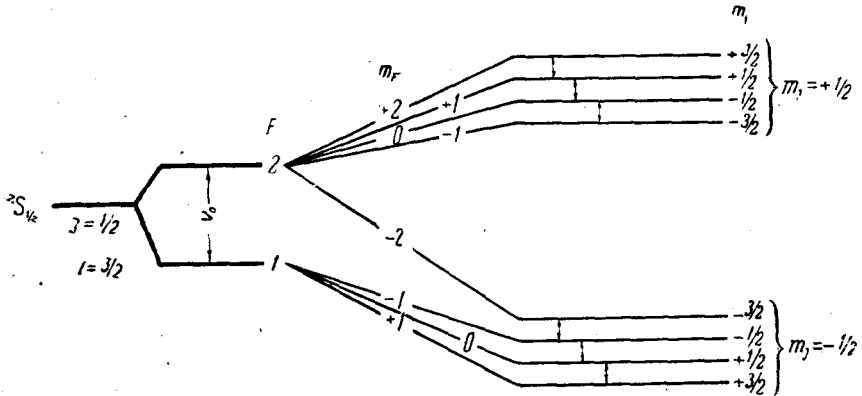


Рис. 12. Расщепление сверхтонкой структуры термина $^2S_{1/2}$ в сильном магнитном поле ($I = \frac{3}{2}$) и переходы с $\Delta m_I = \pm 1$ и $\Delta m_J = 0$.

Формула (3.12) для $\Delta m_J = 0$ даёт следующие значения зеемановских частот:

$$\nu = \frac{\nu_0}{I + 1/2} m_J \Delta m_I + \frac{\mu_B}{1836,5} \frac{H g_I \Delta m_I}{h}. \quad (3.13)$$

При $\Delta m_I = \pm 1$ и $m_J = \pm \frac{1}{2}$ имеем

$$\nu = \frac{\nu_0}{2I + 1} \pm \frac{\mu_B}{1836,5} \frac{H g_I}{h}. \quad (3.14)$$

В противоположность слабому полю здесь существенную роль играет и член взаимодействия между ядерным моментом и внешним полем. (Например, при $H = 6000$ эрстед и $g_I = 2$ второй член в (3.14) равен $\sim 1 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, а первый при $I = \frac{3}{2} \sim 20 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$.)

Из (3.14) видно, что частоты переходов с $\Delta m_J = 0$, $\Delta m_I = \pm 1$ в сильных полях стремятся к двум значениям, отличающимся друг от друга на величину $\frac{2\mu_B}{1836,5} \frac{H g_I}{h}$, откуда и можно определить искомую величину g_I . Среднее арифметическое частот (3.14) даёт значение $\frac{\nu_0}{2I + 1}$ и, следовательно, при известной величине частоты

ν_0 компоненты сверхтонкой структуры (без магнитного поля можно определить спиновое квантовое число I ядра.

Теория даёт возможность получить формулы и для промежуточно-го случая средних полей, что является очень существенным для интерпретации экспериментальных результатов.

Наиболее простым случаем является атом, у которого электронная оболочка вообще не имеет никакого механического и магнитного момента (1S_0 -уровень). При этом весь магнетизм атома определяется небольшим магнитным эффектом ядра. Во внешнем магнитном поле 1S_0 уровень расщепится на $2I+1$ подуровней, равноотстоящих друг от друга. Величина этого расщепления, независимо от величины поля H , определяется энергией

$$\Delta E = \mu_I H \cos(I, \mathbf{H}) = \mu_I H \frac{m_I}{\sqrt{I(I+1)}}. \quad (3.15)$$

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

$$\nu_H = \frac{\mu_I H}{h \sqrt{I(I+1)}} = \frac{g_I H}{h} \mu_{\text{яд}}. \quad (3.16)$$

Порядок величины (3.16) при $g_I \sim 2$ и $H = 1000$ эрстед равен $\sim 10^6$ сек $^{-1}$, и соответствующая длина волны $\lambda \sim 10^2$ метров. Эта частота по классической терминологии является просто ларморовской частотой ядерного спина.

Таким образом, измерение частоты (3.16) даёт возможность определить g_I -фактор ядра. К сожалению, таких простых случаев мало. А если они и имеют место, то главным образом для изотопов с чётным атомным номером и чётным значением массового числа, у которых отсутствует спин и магнитный момент ядра (см., например, таблицу II).

Удобным объектом для измерений являются молекулы, у которых основное электронное состояние лишено магнитного момента ($^1\Sigma_0$ -состояние). В этом случае магнетизм молекулы обусловлен магнитными моментами ядер и, возможно, магнитным моментом вращательных состояний молекулы; последние, однако, в нормальных состояниях могут отсутствовать.

Вначале экспериментальные способы определения ядерных магнитных моментов развивались в направлении усовершенствования методики отклонения молекулярных пучков в неоднородном магнитном поле¹⁴. Однако настоящий прогресс в этом деле был достигнут лишь с развитием так называемого магнитного резонансного метода. Ещё в 1922 г. Эйнштейн и Эренфест^{15, 16} указали, что изменение ориентации магнитных моментов атомов под действием магнитного поля должно сопровождаться излучением электромагнитных волн из области радиочастот. На основе этих соображений Я. Г. Дорфман¹⁷ предсказал «фотомагнитный эффект», который заключается в изменении магнитного состояния парамагнетиков или ферромагнетиков под

действием радиочастотного облучения. Дорфман указал также, что, повидимому, открытое и подробно изученное В. К. Аркадьевым¹⁸ и его школой селективное поглощение радиоволн в ферромагнетиках по крайней мере частично объясняется фотомагнитным эффектом.

Майорана и затем Гортер¹⁹ рассмотрели теоретически вопрос о влиянии радиочастотных магнитных полей на атомы, находящиеся в магнитном поле. Однако своё реальное осуществление идея использования радиочастотных полей для измерения магнитных моментов атомов в атомных пучках получила в известных работах Раби¹⁴. В самое последнее время дальнейшее развитие этого метода дало возможность определять ядерные моменты не только в молекулярных пучках, но и в конденсированной фазе вещества^{9, 15, 20}.

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 сверхтонкой структуры разных мультиплетов, которые наблюдаются при обычном спектроскопическом исследовании. Как мы видели, длины волн, соответствующие переходам между зеемановскими уровнями сверхтонкой структуры одного мультиплета лежат в интервале $1-10^4$ см. Это излучение имеет характер магнитного дипольного излучения. Идея Раби 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 сверхтонкой структуры. В простейшем случае частота прецессии ядерного момента вокруг направления внешнего магнитного поля определяется формулой (3.16). Определяя её, по наблюдаемому на опыте резонансу находят значение ядерного фактора Ланде g_I .

Для обоснования этого метода имеет большое значение решение вопроса о том, что произойдёт с уже пространственно проквантованным пучком, если его вновь пропустить через другое магнитное поле. Будет ли иметь место пространственное «переквантование» или атомы попрежнему будут лишь совершать прецессию около направления поля, сохраняя своё прежнее состояние? Этот вопрос был разобран рядом исследователей²⁵, 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.

На рис. 13 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 . В середине этого пространства имеется ещё одна диафрагма с щелью S и за межпо-

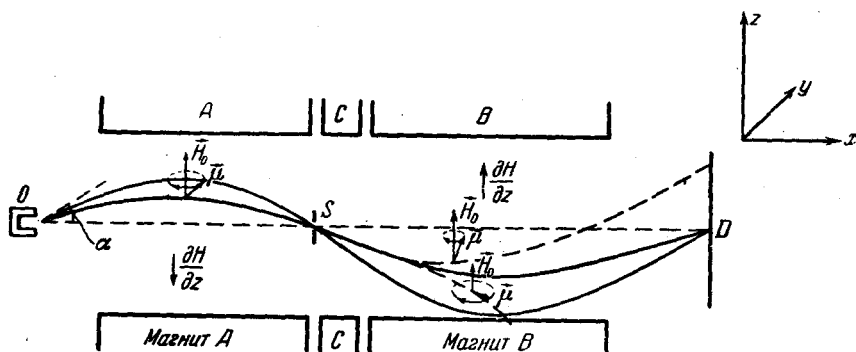


Рис. 13. Принципиальная схема установки для определения ядерных магнитных моментов по методу магнитного резонанса.

люсным пространством магнита B находится приёмник D (фотопластинка, ионизационная камера и т. п.). Отверстие печи O , щель S и приёмник D находятся на одной прямой, которая совпадает с направлением пучка при отсутствии 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 это показано на рис. 13 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 другую сторону и не попадут в щель S . Однако молекулы, которые вылетают из печи под другими углами к линии OSD ($\alpha \neq 0$) могут, именно в результате отклонения в неоднородном магнитном поле, как раз попасть в щель S . Вообще для молекулы с данными μ_z и v можно найти начальное значение угла α_0 , при котором молекула пройдёт через щель S (см. рис. 13). Согласно (1.4) сила, отклоняющая молекулы в неоднородном поле, равна $\sim \mu_z (dH/dz)$. Пучок молекул, от-

клонённых от своего первоначального направления полем магнита A и прошедших через щель S , не попал бы в отсутствие магнита B на приёмник D , а сместился бы относительно него на расстояние

$$d_A = \mu_z \left(\frac{dH}{dz} \right)_A \frac{\beta_A}{2Mv^2},$$

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 μ_z не изменяется, то смещение пучка относительно приёмника D , вызванное полем магнита B , будет равно

$$d_B = \mu_z \left(\frac{dH}{dz} \right)_B \frac{\beta_B}{2Mv^2}$$

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

$$\beta_A \left(\frac{dH}{dz} \right)_A = \beta_B \left(\frac{dH}{dz} \right)_B,$$

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

Поместим теперь в пространстве между щелью S и магнитом B небольшой магнит C (см. рис. 13), создающий однородное магнитное поле H_0 , параллельное полям H_A и H_B . В этом же пространстве создадим в перпендикулярном к H_0 направлении радиочастотное переменное магнитное поле H_1 с помощью двух параллельных проводочек, помещённых 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 (3.16). Если частота поля H_1 совпадает с одной из разрешённых (согласно указанным выше правилам отбора магнитного дипольного излучения) частот переходов между зеемановскими термами сверхтонкой структуры, 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 испытает отклонение d'_B уже иное (большее или меньшее) чем отклонение d_B . Равенство с отклонением d_A , существовавшее при $H_1 = 0$, нарушится и тем самым число частиц, попавших в приёмник D , уменьшится по сравнению с числом их, попадавшим при $H_1 = 0$.

Фиксируя поле H_0 и исследуя зависимость интенсивности молекулярного потока, попадающего в приёмник D , от частоты f магнитного

поля H , находим такую частоту $f_{\min}$, при которой интенсивность оказывается наименьшей («резонансный минимум»). Согласно изложенному выше частота $f_{\min}$ совпадает с одной из зеемановских частот сверхтонкой структуры спектра молекулы при заданном поле H_0 . Можно, наоборот, фиксировать частоту f магнитного поля H_1 и

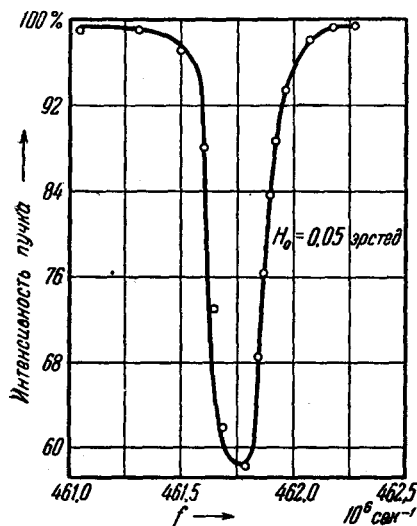


Рис. 14. Зависимость интенсивности попадающего в приёмник атомного пучка (атомы K^{89}) от частоты f переменного магнитного поля H_1 [по данным Куша, Милльмана и Раби — Phys. Rev. 57, 765 (1940)].

менять интенсивность постоянного поля H_0 , добиваясь резонанса изменением ларморовских частот молекулы до их совпадения с внешней частотой f . На рис. 14 показан типичный вид резонансного минимума, полученного для пучка атомов K^{89} вариацией частоты f радиочастотного поля. На рис. 15 показан подобный же резонансный минимум¹⁴, полученный для пучка молекул хлористого лития $LiCl$ в состоянии $^1\Sigma_0$, путём подбора интенсивности постоянного поля H_0 при заданной частоте радиочастотного поля H_1 . Подставляя в (3.16) вместо γ найденное из опыта значение $f_{\min}$ и решая (3.16) относительно g_I , находим

$$g_I = \frac{4\pi Mc}{e} \frac{f_{\min}}{H_0}. \quad (3.17)$$

В таблице III¹⁴ приведены отношения опытных значений $f_{\min}/H_0$, полученные в различных опытах (различные H_0 , f и сорта молекул) при определении ядер-

ного фактора Ланде для ядра изотопа лития Li^7 . Результаты измерений различаются менее чем на 0,5%, что свидетельствует о высокой точности метода.

Наиболее тщательно были произведены измерения магнитных моментов протона и дейтона¹⁴, но принципиально они не отличаются от изложенной выше схемы. За последнее время были продолжены опыты по определению магнитных моментов протона и дейтона с помощью магнитного радиочастотного метода, но уже не в молекулярных пучках, а в твёрдых или жидких образцах^{20, 21}.

Особый интерес представляет задача определения магнитного момента нейтрона μ_n . Прямое измерение магнитного момента в пучке свободных нейтронов связано с большими техническими трудностями из-за невозможности получить узкий резко очерченный пучок. Поэтому был предложен²² другой способ опре-

деления μ_n . 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 kT) 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

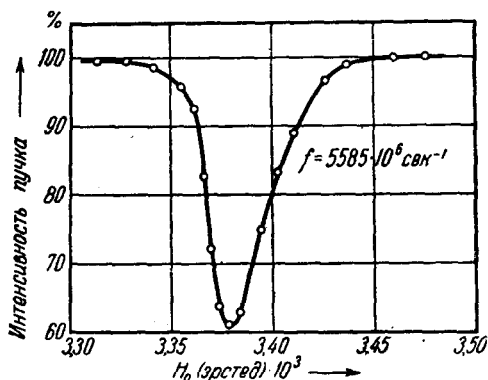


Рис. 15. Зависимость интенсивности падающего в приёмник молекулярного пучка (молекулы LiCl в основном состоянии $^1\Sigma_0$) от напряжённости постоянного магнитного поля H_0 [по данным Раби, Милльмана, Куша и Захаряса — Phys. Rev. 55, 526 (1939)].

Таблица III

Отношения частоты радиочастотного магнитного поля, соответствующей резонансному минимуму, к напряжённости постоянного магнитного поля H_0 при определении фактора Ланде g_I ядра Li^7 , полученные с молекулярными пучками различных соединений лития

Тип молекул	$f_{\text{мин}}$ в 10^6 сек^{-1}	H_0 в эрсте- дах	$f_{\text{мин}}/H_0$
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

расчёты^{22,23}, полное поперечное сечение для нейтрона равно $\sigma_0(1+p)$ или $\sigma_0(1-p)$, в зависимости от того, параллелен нейтронный спин ($m_I = +\frac{1}{2}$) направлению намагничённости рассеивающего вещества

(направленного вдоль какой-то оси z) или антипараллелен ($m_I = -\frac{1}{2}$). При этом предполагается, что электронная оболочка действует на нейтрон как магнитный диполь *). Величина p при этом, 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 (рис. 16). Пусть интенсивность падаю-

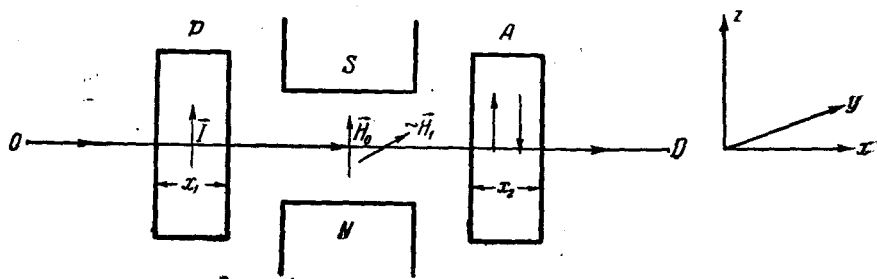


Рис. 16. Принципиальная схема установки для измерения магнитного момента нейтрона.

щего пучка равна I_0 . Тогда, в силу того что в неполяризованном пучке одна половина нейтронов имеет $m_I = \frac{1}{2}$ и другая половина $m_I = -\frac{1}{2}$, интенсивность пучка после прохождения намагниченной пластинки будет равна

$$I_m = \frac{1}{2} I_0 [e^{-n x_1 \sigma_0 (1+p)} + e^{-n x_1 \sigma_0 (1-p)}] \sim \sim I_0 e^{-n x_1 \sigma_0} (1 + n^2 \sigma_0^2 x_1^2 p^2), \quad (3.18)$$

где n — число рассеивающих центров в единице объема и предположено, что $p \ll 1$. Если бы пластинка P была ненамагничена, то интенсивность прошедшего через неё пучка равнялась бы

$$I_{\text{нм}} = I_0 e^{-n x_1 \sigma_0}. \quad (3.19)$$

Таким образом, магнитное рассеяние несколько повышает прозрачность намагниченной пластинки P для нейтронов ($I_{\text{нм}} < I_m$). Намагниченная пластинка P играет роль поляризатора, ибо число нейтронов $N_{1/2}$ с $m_I = \frac{1}{2}$ после прохождения пластинки P стано-

*) Подробный и исчерпывающий анализ этого взаимодействия и критика некоторых неправильных выводов²² даны А. Б. Мигдалом²³.

вится меньше числа нейтронов $N_{-1/2}$ с $m_I = -\frac{1}{2}$, а именно, из (3.18) следует, что

$$\frac{N_{1/2}}{N_{-1/2}} \sim 1 - 2nx_1\tau_0 p, \quad (3.20)$$

т. е. пучок нейтронов становится частично поляризованным. Если теперь этот частично поляризованный пучок нейтронов пропустить через вторую ферромагнитную пластинку A (рис. 16) толщиной x_2 , то она будет играть роль анализатора. Если намагниченность пластинки A такая же, как и у поляризатора P (вдоль оси z), то пропускание через неё пучка эквивалентно увеличению толщины рассеивающего вещества как для ядерного, так и для магнитного рассеяния, т. е.

$$I_{m(1+2)} = I_0 e^{-n\sigma_0(x_1+x_2)} [1 + n^2\sigma_0^2(x_1+x_2)^2 p^2]. \quad (3.21)$$

Если же анализатор A намагничен антипараллельно поляризатору P (навстречу оси z), то действие пластинки A для ядерного рассеяния попрежнему эквивалентно увеличению толщины, а для магнитного — толщина x_2 должна входить в (3.21) с обратным (по отношению к x_1) знаком, т. е.

$$I_{m(1-2)} = I_0 e^{-n\sigma_0(x_1+x_2)} [1 + n^2\sigma_0^2(x_1-x_2)^2 p^2]. \quad (3.22)$$

При использовании метода магнитного резонанса для определения магнитного момента нейтрона²⁴ в пространстве между поляризатором P и анализатором A (рис. 16) создаётся постоянное магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси z , и перпендикулярное ему 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 $m_I = \pm \frac{1}{2}$), и между ними возможен лишь единственный переход.

Под действием переменного магнитного поля H_1 с частотой $f = \frac{\mu_n H_0}{h \sqrt{1/2(1/2+1)}}$ [см. (3.16)] в пучке нейтронов, движущихся в поле H_0 , будут индуцироваться переходы между обоими «зеэмановскими уровнями». Число этих переходов определяется напряжённостью 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 (рис. 16) интенсивность I' попавшего в приёмник 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 перейдёт из состояния с

$m_I = +\frac{1}{2}$ в состояние с $m_I = -\frac{1}{2}$, равна²⁵

$$W_{1/2, -1/2} = \frac{f^2 \sin^2 \vartheta}{f^2 + \nu_H^2 - 2f\nu_H \cos \vartheta} \sin^2 \pi t [f^2 + \nu_H^2 - 2f\nu_H \cos \vartheta], \quad (3.23)$$

где $\operatorname{tg} \vartheta = H_1/H_0$, f — частота поля H_1 , ν_H — ларморовская частота нейтрона в поле H_0 , даваемая (3.16). Из (3.23) видно, что вероятность $W_{1/2, -1/2}$ зависит от времени, т. е. от скорости нейтрона, с которой он проходит пространство, в котором действует поле H_1 . Так как нейтронный пучок весьма неоднороден по скоростям, то квадрат синуса в (3.23) можно заменить его средним значением, т. е. $1/2$, и, пользуясь тем, что в опытах всегда $H_1 \ll H_0$, формулу (3.23) можно приближённо заменить более простой

$$W_{1/2, -1/2} \approx \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \left[2 \frac{H_0}{H_1} \left(1 - \frac{\nu_H}{f} \right)^2 \right]}. \quad (3.24)$$

Из (3.24) сразу видно, что вероятность $W_{1/2, -1/2}$ имеет максимум при совпадении частоты поля H_1 с ларморовской частотой нейтрона ($f = \nu_H$). Резонанс будет тем острее, чем меньше отношение H_1/H_0 .

Схема экспериментального устройства для определения магнитного момента нейтрона по резонансному методу показана на рис. 17¹⁴.

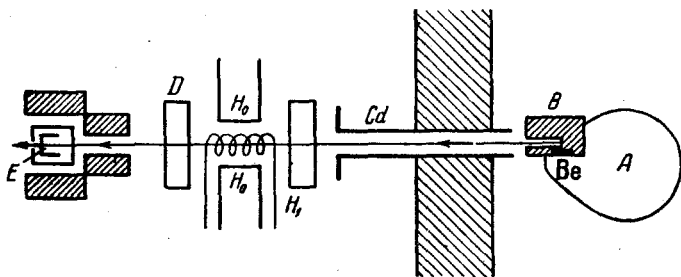


Рис. 17. Схема экспериментального устройства для определения магнитного момента нейтрона.

Пучок нейтронов получается или в результате ядерной реакции (например, $\text{Be}^9 + \text{D}^2 = \text{B}^{10} + n^1$) путём облучения какого-нибудь препарата пучком ускоренных частиц (протонов, дейтронов) в ускорителе A (циклотрон, синхротрон), или из ядерного котла. Парафиновый блок B (рис. 17) используется для замедления нейтронов до тепловых скоростей. Затем с помощью кадмиевой трубки Cd, играющей роль диафрагмы, выделяется узкий пучок медленных нейтронов. Пучок этот проходит поляризатор C, намагниченный в перпендикулярной пучку плоскости чертежа (вдоль оси z) и попадает в силь-

ное 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 приёмник E в виде заэкранированной от попадания «посторонних» нейтронов камеры с фтористым бором (BF_3), в которой и производится измерение интенсивности прошедшего всю аппаратуру нейтронного пучка. На рис. 18 показана типичная кривая резонансного минимума, полученного на такой установке.

Эти опыты были также использованы для определения знака магнитного момента нейтрона²⁴, который, как и следовало ожидать, оказался отрицательным.

Дорфман²⁶ справедливо указал, что предложенный им и столь широко теперь применяемый метод магнитного резонанса даёт 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. В этой же работе Дорфман предложил новую модификацию магнитного резонансного метода, которая позволяет сразу определить и 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 (χ_n по порядку величины равна $\sim 10^{-10} - 10^{-13}$). В обычных условиях ядерный магнетизм затухивается значительно превосходящим его магнетизмом электронов. Однако если перпендикулярно к сильному постоянному магнитному полю H_0 наложить слабое переменное поле H_1 и подобрать его частоту в резонанс с ларморовской частотой ν_H ядерных спинов, то можно выключить участие ядер из парамагнитной восприимчивости вещества. Дорфман предложил следующую принципиальную схему экспериментальной установки²⁶.

Изучаемое вещество помещается в ампулку AB , которая симметрично располагается между полюсами электромагнита NS (рис. 19). Концы этой ампулки (A и B) находятся в одинаковом неоднородном поле. В силу симметрии поля ампулка находится в равновесии. Если же у конца A создать, например, радиочастотное поле H_1 ,

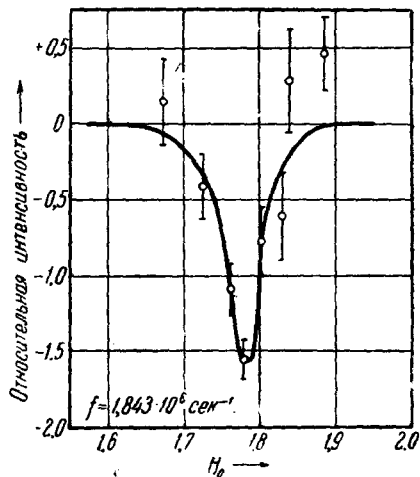


Рис. 18. Кривая резонансного минимума для нейтронов.

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 ампулки A будет действовать сила $f = \chi_n v H_0 \frac{dH_0}{dz}$ (где v — объем части ампулки, находящейся в поле H_1), стремящаяся сдвинуть ампулку влево. Эта сила в принципе может быть измерена (например, с помощью чувствительных кру-

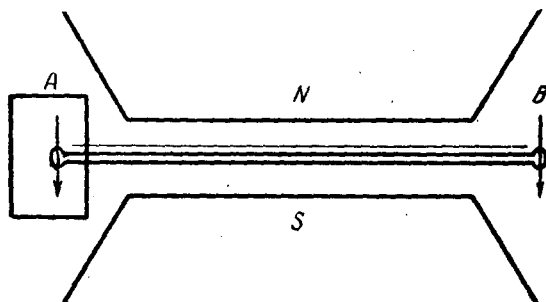


Рис. 19. Схема опыта Дорфмана для определения ядерных магнитных моментов.

тильных весов). Её максимальное значение будет при резонансе: $f_{\text{макс}} = v_H$. Измеряя частоту H_1 при резонансе ($f_{\text{макс}}$), находим χ_n и v_H , которые связаны с искомыми величинами g_I и I , а именно, по (3.16) имеем

$$f_{\text{макс}} = \frac{g_I H}{h} \mu_{\text{яд}}$$

и по формуле для парамагнитной восприимчивости (см. ниже § 8),

$$\chi = \frac{4N\mu_{\text{яд}}^2}{3kT} I(I+1),$$

где N — число атомных ядер данного сорта в единице объема, k — постоянная Больцмана и 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.

(Продолжение в следующем выпуске)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА К ЧАСТИ I

§ 1

1. См., например, Э. В. Шпольский, Атомная физика, Гостехиздат (1944).
2. Я. И. Френкель, Электродинамика, т. 1, ГТТИ (1934), гл. VII и X.
3. И. Е. Тамм, Zeits. f. Physik, 55, 199 (1929).
4. W. Gerlach und O. Stern, Ann. d. Physik, 74, 673 (1924).
5. См., например, Я. И. Френкель, Волновая механика, т. II, ГТТИ (1935), гл. VI.

6. В. Гейзенберг, Физические основы квантовой механики, ГТТИ (1932), стр. 122 — 124.
7. Л. Д. Ландау, ДАН 26, 436 (1940); А. А. Соколов, ЖЭТФ 16, 3 (1946).

§ 2

8. O. Stern, Phys. Rev. 51, 852 (1937).
9. З. Завойский, ДАН 57, 887 (1947), см. также Я. Г. Дорфман, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 598 (1947).

§ 3

10. См., например, И. Е. Тамм и С. Альтшулер, ДАН 1, 455 (1934); N. Kemmer, W. Heitler a. H. Frölich, Proc. Roy. Soc. 166, 154 (1938).
 11. Я. И. Френкель, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 593 (1947).
 12. Л. Добрецов и А. Теренин, Naturwiss. 16, 656 (1928).
 13. См., например, С. Э. Фриш, Атомные ядра и спектры, ГТТИ (1934) или его же Атомные спектры, ГТТИ (1933).
 14. См., например, Дж. Келлог и С. Миллман, УФН 34, 72 (1948) или H. Korfman, Naturwiss. 29, 563, 581 (1941).
 15. Я. Г. Дорфман, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, 598 (1947).
 16. A. Einstein und P. Ehrenfest, Zeits. f. Physik, 11, 21 (1922).
 17. Я. Г. Дорфман, Zeits. f. Physik, 17, 98 (1923).
 18. В. К. Аркадьев, Магнитная спектроскопия, Москва (1924), Электромагнитные процессы в металлах, т. II, ОНТИ (1936).
 19. E. Majorana, Nuovo Cim. 9, 43 (1932); C. J. Gorter, Physica 3, 995 (1936).
 20. E. M. Purcell, H. C. Torrey a. R. V. Pound, Phys. Rev. 69, 37 (1946); F. Bloch, W. Hansen a. M. Packard, Phys. Rev. 69, 127 (1946); 70, 474 (1946); F. Bloch, Phys. Rev. 70, 460 (1946).
 21. W. Arnold a. A. Roberts, Phys. Rev. 70, 878 (1947).
 22. F. Bloch, Phys. Rev. 50, 259 (1936), 51, 994 (1937).
 23. А. Б. Мигдал, ДАН 20, 555 (1938); ЖЭТФ 10, 5 (1940).
 24. L. Alvarez a. F. Bloch, Phys. Rev. 57, 111 (1940).
 25. J. Schwinger, Phys. Rex. 51, 648 (1937); I. Rabi, Phys. Rev. 51, 652 (1937); F. Bloch a. I. Rabi Rev. Mod. Phys. 17, 237 (1945).
 26. Я. Г. Дорфман, ДАН, 57, 769 (1947).
-