ОПИСАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЧАСТИЦ МИКРОМИРА НА ОСНОВЕ ЗАКОНОВ КЛАССИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В. В. Вихрев
РНЦ "Курчатовский Институт"
Пл. Курчатова, 1, 123185, Москва, Россия
E-mail: vikhrev@mail.ru

Рассматривается классическое описание поведения частиц микромира, основы которого были разработаны М. Грызинским на базе его открытия радиальной кинетики атомных электронов. Это описание основано на учете магнитного и механического моментов частиц в рамках классической физики. Показано, что переворот спина в поперечном для частиц магнитном поле приводит к квантовым переходам с излучением.

Введение

М. Грызинским было предложено рассматривать поведение частиц микромира в рамках классической механики с учетом гиромагнитных свойств этих частиц, см., например, работы [1–4]. Методологическому значению и достижениям подхода М. Грызинского была посвящена статья [5]. Здесь представлена дальнейшая разработка данного подхода.* Изложение материала ведется на основе "*расширенной классической механики*" как классической механики частиц, в которой учитывается механический и магнитный моменты этих частиц.

В 1925 г. С. А. Гаудсмит и Дж. Ю. Уленбек пришли к заключению, что электрон кроме массы и заряда обладает еще *спином* (т. е. механическим моментом), а также магнитным моментом. Казалось, что после этого следовало бы

---

* *От ред.:* Данная статья публикуется в авторской редакции, но ей предпослан (см. с. 68–79) фрагмент из научно-популярной книги М. Грызинского *"Дело атома"*, чтобы продемонстрировать читателю логику самого исследователя, показавшего действенность классической механики в микромире и тем самым вернувшего в физику целостный взгляд на Мир. В процитированном фрагменте Грызинский четко определяет понятия и представления, о которых идет речь в этой статье, которые он использовал, закладывая основы детерминистской атомной физики. Автор стремится 'быть понятным' коллегам с квантово-механической идеологией и потому действует в ее ключе, в частности используя такие термины, как 'расширенная классическая механика', 'траекторная квантовая механика'. Однако нельзя забывать, что за терминами 'классическая механика' и 'квантовая механика' стоят диаметрально противоположные взгляды на Мироздание, отраженные в четко сформулированных в обеих теориях основных принципах, принципиально разные, несовместимые отношения к логике и методологии познания, определившие их стратегии, также принципиально разные и несовместимые.

попытаться с учетом этих свойств электрона снова проанализировать возможности объяснения поведения частиц в микромире. Однако в то время — время расцвета квантовой механики в интерпретации явлений микромира — не было проведено никаких систематических исследований в этом направлении.*

Очень часто отказ от ввода в классическую механику спина обосновывается тем, что спин — это чисто квантовое понятие, и поэтому его нельзя использовать в классической механике. Спин — это, действительно, понятие, принятое в квантовой механике, и его, действительно, нельзя в таком же виде использовать в других областях науки. Однако можно в рамках классической механики ввести аналогичное понятие. Можно принять, что некоторые частицы микромира имеют собственные механический и магнитный моменты, не связанные с характером движения частицы по траектории. Введение аналогичного понятия

---

* *От ред.:* Первое сообщение Дж. Ю. Уленбека и С. А. Гаудсмита (от 17 октября 1925 г.) *"Замена гипотезы о немеханическом насилии некоторым требованием относительно внутреннего поведения каждого отдельного электрона"* было опубликовано в журнале "Die Naturwissenschaften" 20 ноября 1925 г. Второе их сообщение (датированное декабрем того же года) *"Вращающиеся электроны и структура спектров"*, опубликованное 20 февраля 1926 г. в журнале "Nature" (Vol. 117, No. 2938, p. 264–265), — результат закулисной "идеологической борьбы". Дело в том, что незадолго до этого (5 декабря 1925 г.) в "Nature" была опубликована статья Н. Бора по атомной теории, где утверждалось, что серьезные трудности, с которыми столкнулись при интерпретации тонкой структуры атомных спектров, неотъемлемо связаны с ограниченными возможностями представления стационарных состояний атома механической моделью, а сообщение Уленбека и Гаудсмита весомо противоречило этому утверждению. И Бор "принял меры" (см. с. 96–100, где разбирается эта история в методологической работе И. А. Егановой *"Теоретическая физика: синдром Пигмалиона"*). Тем самым фактически была предопределена дальнейшая научная судьба прозорливой гипотезы Уленбека–Гаудсмита о *вращающемся* электроне. Здесь надо пояснить, что психологами давно подмечено, что 'профессионалам' (особенно пользующимся авторитетом) свойственна *сильная обусловленность* собственными представлениями и убеждениями — научные идеи, относящиеся к иным концепциям, воспринимаются ими сугубо через призму собственных интересов. При этом непривычная им мысль не воспринимается в чистом виде, не изучается (как это следовало бы сделать!) — она или просто отвергается, или (когда отвергнуть ее невозможно!) искажается до неузнаваемости, чтобы можно было заключить ее в рамки собственной научной идеологии, сведя к собственным научным стереотипам. Именно последнее демонстрирует поведение Бора (см. его комментарий, сопровождающий статью Уленбека и Гаудсмита в "Nature"). Поэтому не следует удивляться, что гипотеза Уленбека–Гаудсмита о вращающемся электроне (по сути — *открытие внутренних свойств электрона*) не навела ученых на мысль, что следует вернуться к *классической* механике, ведь ей не дали укрепиться и развиться: Бор немедленно пресек такое развитие событий, сразу же задав путь, как ее использовать... именно в интересах *квантовой* механики! Возвращению к классической механике мешала ошибочная боровская *планетарная* модель атома (см.: О. И. Завьялов. *Спин* // Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1984. – С. 713). Только открытие *радиальной* кинетики атомных электронов в исследованиях М. Грызинского и, соответственно, его атомная модель *свободного падения* смогли "вернуть" классическую динамику в мир атомов. Приходится констатировать, что результаты Грызинского, который, одно за другим, успешно расшифровывал известные *"чисто квантовые явления"* с позиций классической механики, встретили глухое неприятие высокопоставленных 'профессионалов', закрывающее возможность использования его достижений. Об этом свидетельствует опубликованная им переписка (см.: Gryziński M. True and False Achievements of Modern Physics. — Homo-Sapiens, Warsaw, 1996), показывающая, как ему стали отказывать в публикации работ из чисто идеологических и политических соображений. Апологеты квантово-механической идеологии оказались не в состоянии адекватно оценить добытое Грызинским существенно новое знание о природе атомного мира и его устройстве и заявить в духе Аристотеля: *Квантовая механика нам дорога, но истина дороже.* Действительно дороже, ибо она всегда открывает заманчивые научные и технические перспективы.

в соседней области науки обычно приводит к прогрессу в этой области, и одновременно происходит улучшение взаимодействия между соседними областями науки.

Такой шаг крайне необходим. Благодаря этому создается недостающее звено в одной из наук для налаживания связи ее с другой наукой. Поэтому не только возможно, но и крайне необходимо введение в классической механике понятия, аналогичного понятию спина в квантовой механике. Этот шаг, по-видимому, является самым важным для сближения квантовой и классической механики и единообразного описания макро- и микромира.

Иногда говорят, что если в классическую механику ввести понятие спина, то эта механика уже не будет классической. Пусть это будет так. Дело не в названии. Назовем классическую механику, учитывающую спин у частиц, как-то по-другому, например, "расширенной классической механикой". Предполагается, что механический и магнитный моменты являются такими же параметрами частицы, как и собственная масса или электрический заряд, и считается, что они не меняются по величине во времени. Поскольку величины моментов частиц пропорциональны постоянной Планка $\hbar$, то благодаря этому в расширенную классическую механику входит постоянная Планка. Естественно, что расширенная классическая механика при таком ее определении включает в себя классическую механику и переходит в нее при $\hbar \to 0$.

Следует заметить, что для описания траектории частицы в рамках расширенной классической механики требуется уже не шесть координат (три координаты и три скорости), как это имеет место в классической механике, а десять. К перечисленным координатам добавляется два угла, определяющие направление спина в пространстве, и их производные по времени (две угловые скорости поворота спина). В волновой механике Шредингера для описания поведения частиц во времени используется всего четыре координаты — три пространственные и направление спина на заданное направление.

Расширенная классическая механика включает в себя как координаты, используемые классической механикой, так и координаты волновой механики Шредингера. Это означает, что эта механика имеет шансы за счет уменьшения количества используемых в ней координат переходить к описанию явлений как на языке классической механики, так и на языке волновой механики.

1. Движения частиц с учетом их магнитного момента

В расширенной классической механике в нерелятивистском приближении движение частиц с учетом их магнитного момента определяется уравнениями:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_q + \mathbf{F}_\mu + \mathbf{f}_q + \mathbf{f}_\mu, \tag{1}$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \tag{2}$$

где $\mathbf{v}$, $\mathbf{r}$ — скорость и радиус-вектор частицы, $\mathbf{F}_q$ — сила, действующая на частицу из-за наличия у нее электрического заряда q, $\mathbf{F}_\mu$ — сила, действующая на частицу из-за наличия у нее магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$, $\mathbf{f}_q$ — сила реакции излучения из-за наличия у нее заряда q, а $\mathbf{f}_\mu$ — сила реакции излучения из-за наличия у частицы магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$.

Если не учитывать магнитный момент частиц или если он равен нулю, то ускорение частицы определяется уравнением

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_q + \mathbf{f}_q, \tag{3}$$

где сила

$$\mathbf{F}_q = q\mathbf{E} = q\left(\mathbf{E}_0 + \frac{1}{c}\left[\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0\right]\right), \tag{4}$$

здесь $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля в системе координат, движущейся вместе с частицей, $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{H}_0$ — напряженности внешних для частицы электрического и магнитного поля в лабораторной системе координат. Сила реакции излучения движущегося заряда определяется производной от ускорения частицы (см., например, [6]):

$$\mathbf{f}_q = \frac{2q^2}{3c^3}\frac{d^2\mathbf{v}}{dt^2}. \tag{5}$$

Сила $\mathbf{F}_\mu$ (это сила, действующая на частицу из-за наличия у нее магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$) получается при учете в функции Лагранжа дополнительной энергии магнитного диполя при нахождении его в магнитном поле $\mathbf{H}$:

$$L_\mu = (\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}), \tag{6}$$

где $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля в системе координат, движущейся вместе с частицей:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}_0]. \tag{7}$$

Это означает, что магнитный момент частицы взаимодействует не только с внешним магнитным полем $\mathbf{H}_0$, имеющимся в лабораторной системе координат, но еще и с электрическим полем $\mathbf{E}_0$. Это поле действует на магнитный момент частицы при ее движении поперек силовых линий электрического поля.

Уравнения для изменения скорости частицы вдоль каждой из трех координат получаются путем дифференцирования функции Лагранжа по каждой координате q_i и по соответствующей ей скорости $\dot{q}_i = dq_i/dt$ $(i = 1, 2, 3)$:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0. \tag{8}$$

В соответствии с (8) учет (6) в функции Лагранжа приводит к появлению силы

$$\mathbf{F}_\mu = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}) - \frac{1}{c}\frac{d}{dt}[\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{E}_0]. \tag{9}$$

Кроме градиента энергии магнитного диполя в магнитном поле $\nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H})$ здесь имеется так называемая магнитодинамическая сила $\frac{1}{c}\frac{d}{dt}[\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{E}_0]$. Эта сила возникает в соответствии с (8) при дифференцировании (6) с учетом (7) по скорости. Уравнения движения частицы с учетом динамической силы, имеются, например, в работах [7, 8].

Некоторые сложности возникают с определением силы $\mathbf{f}_\mu$. Если не учитывать движение самой частицы, то сила $\mathbf{f}_\mu$ равна нулю, а радиационное трение, связанное с изменением направления магнитного диполя, влияет только на изменение момента инерции частицы [6]. В случае же движения частицы и одновременного изменения направления магнитного момента частицы сила радиационной отдачи $\mathbf{f}_\mu$ не равна нулю. К сожалению, эта сила до сих пор не вычислена.

Энергия магнитного диполя зависит от ориентации $\boldsymbol{\mu}$ по отношению к $\mathbf{H}$. Поэтому на магнитный диполь действует не только сила, стремящаяся сдвинуть его в пространстве, но и момент сил. Этот момент сил можно вычислить, дифференцируя (6) по углу Θ между $\boldsymbol{\mu}$ и $\mathbf{H}$:

$$N = \frac{\partial L_\mu}{\partial \theta} = \mu H \cdot \sin\Theta \tag{10}$$

или в векторной форме:

$$\mathbf{N} = [\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}]. \tag{11}$$

Момент сил стремится сориентировать магнитный диполь по магнитному полю. Однако наличие механического момента у частицы не дает ей просто так повернуть вектор $\boldsymbol{\mu}$. Момент сил $\mathbf{N}$ для данного случая должен приводить только к прецессии $\boldsymbol{\mu}$ вокруг направления вектора $\mathbf{H}_0$.

1.1. Движение электрона в поле заряда

Наиболее известная задача, которая непосредственно относится к области применения расширенной классической механики, это задача о движении электрона в поле электрического точечного заряда Q. Функция Лагранжа электрона ($m = m_e$, $q = -e$, $e > 0$) имеет вид

$$L = \frac{m_e v^2}{2} + \frac{Qe}{r} - U_\mu. \tag{12}$$

Потенциальная энергия магнитного диполя в электромагнитном поле $U_\mu = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{H} = -\boldsymbol{\mu}(\mathbf{H}_0 - \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}_0])$. В лабораторной системе координат для неподвижного точечного заряда $\mathbf{H}_0 = 0$, $\mathbf{E}_0 = Q\mathbf{r}/r^3$. Поэтому

$$U_\mu = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{H} = \frac{Q}{c}\boldsymbol{\mu} \cdot \left[\mathbf{v} \times \frac{\mathbf{r}}{r^3}\right] = -\frac{Q}{c}\mathbf{v} \cdot \left[\frac{\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{r}}{r^3}\right].$$

Одним из приближений для описания поведения спина является приближение жесткого ротатора [1–4]. Оно является справедливым для коротких времен, пока спин не успевает повернуться из-за наличия изменяющихся вокруг него полей.

В сферической системе координат (r, θ, φ) с центром на заряде Q функция Лагранжа для электрона, у которого магнитный момент направлен вдоль оси z, имеет вид

$$L = \frac{m_e}{2}\left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 \sin^2\theta + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right] + \frac{Qe}{r} + \frac{Q}{cr}\mu_z\frac{d\varphi}{dt}\sin^2\theta, \tag{13}$$

а уравнения движения в этом случае следующие [3]:

$$m_e \frac{d^2r}{dt^2} = m_e r \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 \sin^2\theta + m_e r \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 - \frac{Qe}{r^2} - \frac{Q}{cr^2}\mu_z \frac{d\varphi}{dt}\sin^2\theta, \tag{14}$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_e r^2 \frac{d\theta}{dt}\right) = \left(m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{2Q\mu_z}{cr}\right)\frac{d\varphi}{dt}\sin\theta\cos\theta, \tag{15}$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt}\sin^2\theta + \frac{Q\mu_z \sin^2\theta}{cr}\right) = 0. \tag{16}$$

Данное приближение (жесткого ротатора) использовалось в работе [1] при анализе траектории электрона в поле протона. На основе этой модели было показано, что если электрон, который в начальный момент времени находится неподвижно на некотором расстоянии от протона, отпустить, то, двигаясь вначале радиально к протону, в дальнейшем он отражается от него под углом 120° к первоначальному направлению. В результате было обосновано, что атомный электрон в основном состоянии атома водорода может двигаться преимущественно в радиальном направлении.

Другим приближением поведения спина, предложенного М. Грызинским, является гипотеза о вращении спина вокруг направления движения частицы с шагом, равным длине волны де Бройля. Такое приближение им было использовано, например, в работах [2, 3] для описания волновых свойств электрона.

2. Электромагнитный масштаб для частиц в расширенной классической механике

В работе [9] исследовалась конфигурация электромагнитного поля заряженных частиц с магнитным моментом, и было обнаружено, что в микромире большую роль для частиц со спином играет электромагнитная длина L_v. Эта электромагнитная длина была введена как расстояние, на котором токовое магнитное поле при движении заряженной частицы (вычисляемое по закону Био–Савара) сравнивается со спиновым магнитным полем частицы.

Напряженность электрического поля точечного заряда равна $\mathbf{E}_q = q\mathbf{r}/r^3$, где q — заряд частицы. Если частица движется со скоростью $\mathbf{v}$, то вокруг нее возникает магнитное поле, которое равно

$$\mathbf{H}_q = \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}_q]. \tag{17}$$

Это токовое магнитное поле $\mathbf{H}_q$ в плоскости, перпендикулярной движению частицы, равно

$$H_q = \frac{qv}{cr^2}. \tag{18}$$

Если какая-то частица имеет дипольный магнитный момент равный μ, то напряженность магнитного поля этого диполя в направлении, перпендикулярном диполю, составляет

$$H_\mu = \frac{\mu}{r^3}. \tag{19}$$

Поскольку при удалении от частицы спиновое магнитное поле спадает как $1/r^3$, а токовое магнитное поле — как $1/r^2$, то существует характерная длина L_v, на котором величины этих двух полей сравниваются. Из (18) и (19) следует, что электромагнитная длина равна

$$L_v = \frac{\mu c}{qv}. \tag{20}$$

На расстояниях $r \ll L_v$ от частицы магнитное поле определяется магнитным моментом частицы и имеет дипольный характер. На расстояниях $r \gg L_v$ магнитное поле ведет себя как поле от движущейся заряженной частицы, т. е. определяется законом Био–Савара для движущегося заряда.

Параметр L_v играет важную роль в конфигурации электромагнитного поля для движущихся заряженных частиц с магнитным моментом. Для электрона он имеет довольно простой вид. Поскольку заряд электрона равен $-e$, а магнитный дипольный момент электрона μ равен магнетону Бора $e\hbar/2m_e c$, то

$$(L_v)_{\text{electron}} = \frac{\hbar}{2m_e v}. \tag{21}$$

Отметим, что этот размер не зависит от величины заряда электрона, так как магнитный момент электрона пропорционален его заряду.

Для электрона электромагнитный размер (21) выражается через электронную длину волны де Бройля

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e v} = \frac{2\pi\hbar}{m_e v}$$

$$\text{как} \quad (L_v)_{\text{electron}} = \frac{\lambda_e}{4\pi}. \tag{22}$$

Это означает, что в микромире при движении заряженная частица со спином создает вокруг себя магнитное поле, которое резко меняет свой характер на расстоянии L_v.

Анализ показывает, что при взаимодействии нейтральных частиц, обладающих магнитным моментом, с заряженными частицами возникает такой же пространственный параметр взаимодействия этих частиц L_v, однако в этом случае величина магнитного момента в выражении для L_v берется для одной частицы, а величина заряда — для другой.

3. Квантовый характер проекции спина частицы на направление магнитного поля

Магнитное поле, создаваемое спином частицы, описывается выражением (см. (7.64) в работе [6, с. 161])

$$\mathbf{H}_\mu = \frac{3(\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\mu}}{r^3} + 4\pi\boldsymbol{\mu}\delta(\mathbf{r}). \tag{23}$$

При помещении магнитного диполя во внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$ образуется суммарное магнитное поле $\mathbf{H}_0+\mathbf{H}_\mu$. Приращение энергии из-за наложения магнитных полей $\mathbf{H}_\mu$ и $\mathbf{H}_0$ равно

$$\Delta W_H = \int \frac{(\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_\mu)^2}{8\pi} dV - \int \frac{\mathbf{H}_0^2}{8\pi} dV - \int \frac{\mathbf{H}_\mu^2}{8\pi} dV. \tag{24}$$

Здесь интегрирование ведется по всему пространству, окружающему частицу. Наибольший вклад в интеграл дает область вблизи частицы. Вычисление (24) с учетом (23) дает

$$\Delta W_H = -\mu H_0 \cos\Theta, \tag{25}$$

где Θ — угол наклона спина частицы к направлению внешнего магнитного поля.

Из экспериментов известно, что во внешнем магнитном поле направление спина элементарных частиц квантовано, т. е. спин направлен точно вдоль или против магнитного поля. В квантовой механике это утверждение вводится как постулат. В рамках же расширенной классической механики возможно обсуждение причин, приводящих к квантованию направления спина частиц.

Для этого необходимо учесть дополнительные электромагнитные поля, которые возникают из-за ориентации магнитного момента частицы $\boldsymbol{\mu}$ под углом к внешнему магнитному полю $\mathbf{H}_0$. По законам физики из-за наличия момента сил спин частицы должен совершать прецессию вокруг направления внешнего магнитного поля с угловой скоростью

$$\boldsymbol{\omega}_0 = \frac{e\mathbf{H}_0}{m_e c} = \frac{2\mu\mathbf{H}_0}{\hbar}. \tag{26}$$

Из-за того, что дипольное магнитное поле частицы $\mathbf{H}_\mu$ в этом случае движется в пространстве, около частицы генерируется дополнительное электрическое поле $\mathbf{E}_\omega$. Скорость движения дипольного магнитного поля частицы при ее прецессии равна $\mathbf{v}_\omega = [\boldsymbol{\omega}\times\boldsymbol{\rho}]$, где $\boldsymbol{\rho}$ — вектор от оси вращения спина частицы до рассматриваемой области. Напряженность электрического поля, возникающего из-за перемещения в пространстве этого магнитного поля со скоростью $\mathbf{v}_\omega$, составляет

$$\mathbf{E}_\omega = \frac{1}{c}[\mathbf{v}_\omega \times \mathbf{H}_\mu]. \tag{27}$$

Кроме электрического поля из-за прецессии спина возникает также и дополнительное магнитное поле $\mathbf{H}_\omega$. Оно появляется в том случае, если электрическое поле вблизи частицы является сферически несимметричным. Это несимметричное электрическое поле перемещается из-за прецессии спина в пространстве и генерирует дополнительное магнитное поле $\mathbf{H}_\omega$.

Приращение энергии электрического поля из-за сложения электрического поля $\mathbf{E}_\omega$ и кулоновского поля $\mathbf{E}_c = e\mathbf{r}/r^3$ определяется выражением

$$\Delta W_\omega = \int \frac{(\mathbf{E}_c + \mathbf{E}_\omega)^2}{8\pi} dV - \int \frac{\mathbf{E}_c^2}{8\pi} dV, \tag{28}$$

а в случае нейтральной частицы ($\mathbf{E}_c = 0$)

$$\Delta W_\omega = \int \frac{\mathbf{E}_\omega^2}{8\pi} dV. \tag{29}$$

Поля $\mathbf{H}_\omega$ и $\mathbf{E}_\omega$, которые образуются из-за прецессии спина частицы, зависят от угла наклона спина частиц к направлению внешнего магнитного поля Θ. Можно предположить, что эти поля пропорциональны $\sin\Theta$. Тогда энергия этих полей будет пропорциональна $\sin^2\Theta$. Энергия этих дополнительных полей сосредоточена в непосредственной близости от частицы и стремится к бесконечности при $r \to 0$. По величине эта дополнительная энергия прецессии при интегрировании (28) или (29) до некоторого малого радиуса частицы сравнивается с дополнительной энергией магнитного диполя (25).

На рис. 1 показаны величины ΔW_H, ΔW_ω и их сумма $\Delta W_H + \Delta W_\omega$ в зависимости от угла Θ. Зависимость $\Delta W_H + \Delta W_\omega$ от угла Θ имеет два минимума — при углах 0° и 180°. Наличие этих двух минимумов связано с тем, что при других наклонах спина к магнитному полю генерируется слишком много энергии из-за прецессии спина ΔW_ω, т. е. из-за генерации электрического поля, которое связано с перемещением спинового магнитного поля в пространстве. В результате, если учитывать энергию ΔW_ω и следовать принципу минимума для потенциальной энергии частицы, получим, что частица со спином может находиться в промежуточных состояниях только ничтожно малое время. Устойчивыми для нее являются только состояния при углах 0° и 180° к направлению внешнего магнитного поля (кривая 3 на рис. 1).

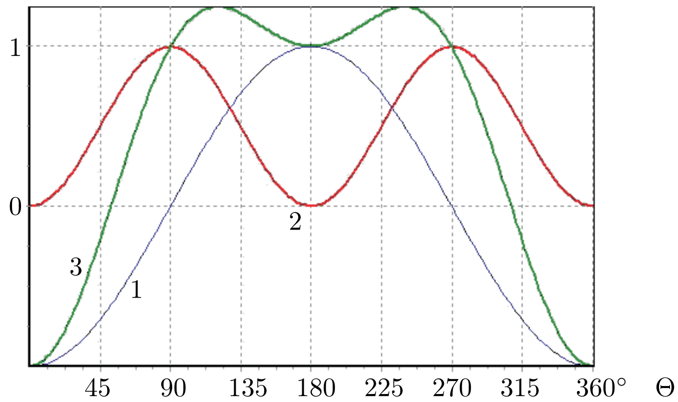

Рис. 1. Величины ΔW_H (1), ΔW_ω (2) и их сумма $\Delta W_H + \Delta W_\omega$ (3) в зависимости от угла Θ между направлением магнитного диполя частицы и внешним магнитным полем.

Генерация дополнительных полей не дает возможности спину электрона находиться под каким-либо другим углом, кроме как 0° и 180° по отношению к направлению внешнего магнитного поля, и имеется только два устойчивых состояния направления спина частицы. Это и есть эффект квантования спина частиц на направление магнитного поля.

В данном объяснении основным фактором, приводящим к двум квазиустойчивым состояниям направления спина, является сильное взаимодействие магнитного момента электрона с внешними электромагнитными полями в тех случаях, когда направление спина не является параллельным направлению магнитного поля. В этом случае происходит прецессия спина, которая приводит к генерации дополнительных электромагнитных полей.

В результате для описания движения электрона можно использовать условие, что спин преимущественно направлен параллельно магнитному полю (другими словами, спин находится в одном из этих двух устойчивых состояний), причем в некоторые моменты времени спин может менять свое направление на противоположное.

При перевороте спина в магнитном поле потенциальная энергия магнитного диполя электрона меняется. Это означает, что переворот спина электрона в магнитном поле сопровождается передачей избыточной энергии другим объектам микромира или окружающему пространству в виде электромагнитной волны. Обратный переход связан с поглощением этой энергии.

4. Спиновое излучение

Учет спина в рамках расширенной механики движения частиц означает, что необходим также анализ электромагнитного излучения, возникающего при изменении направления спина частиц. Подробный обзор по спиновому излучению имеется в работе [10]. Под спиновым излучением (спиновый свет) подразумевается электромагнитное излучение, генерируемое при перевороте магнитного момента частицы во внешнем для нее магнитном поле. Для электрона оно происходит на той же частоте, что и обычное магнитотормозное излучение, однако зависимость его от внешних условий несколько другая [10].

В данном разделе (как и в работе [10]) рассматривается спиновое излучение, которое генерируется при перевороте спина электрона в магнитном поле $\mathbf{H}_0$, при этом электрическим полем $\mathbf{E}_0$ в системе можно пренебречь. Энергия взаимодействия магнитного момента электрона с внешним магнитным полем равна $W = (\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}_0)$. Это означает, что в одном из устойчивых состояний потенциальная энергия электрона в магнитном поле составляет $-\mu H_0$, а в другом — $+\mu H_0$. При переходе из одного устойчивого состояния в другое излучается или поглощается энергия, равная разности этих потенциальных энергий электрона:

$$W = 2\mu H_0. \tag{30}$$

Частота прецессии спина электрона в магнитном поле, а тем самым и спинового излучения равна $\omega = 2\mu H_0/\hbar$. Учитывая (30), получаем связь между энергией излучения W и частотой спинового излучения ω при перевороте спина электрона во внешнем магнитном поле H_0:

$$W = \hbar\omega. \tag{31}$$

Таким образом, для спинового механизма излучения имеет место известное соотношение между энергией электромагнитного излучения и его частотой, причем это соотношение является следствием применения известных спиновых характеристик электрона и классических законов физики.

При перевороте спина в более выгодное энергетическое состояние разность энергий этих состояний преобразуется в энергию электромагнитной волны.

5. Траекторная квантовая механика

Применение расширенной классической механики для описания физических явлений довольно сложно. Это связано с тем, что в этой механике движение каждой частицы нужно описывать в 10-мерном пространстве. Однако часто можно упростить описание траектории частицы. Это достигается, например, путем сведения описания динамики частиц к пространству меньшей размерности. Одно из возможных упрощений этого описания основано на том, что направление спина при медленно меняющихся внешних полях направлено по магнитному полю или против него. Поведение частицы в этом случае описывается в пространстве семи координат: три пространственные координаты, три скорости и проекция спина на направление магнитного поля.

Такая механика по своей сути является классической механикой с учетом квантового направления спина частиц. Поэтому ее можно также назвать квантовой траекторной механикой частиц. В этой механике предполагается, что в процессе движения частицы реакция сил излучения на движение равна нулю, т. е. пренебрегается реакцией классического излучения, и в уравнении (1) $\mathbf{f}_q + \mathbf{f}_\mu = 0$. В результате изменение импульса в траекторной квантовой механике описывается уравнением

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_q + \mathbf{F}_\mu, \tag{32}$$

которое с учетом (4) и (9) имеет вид

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\left(\mathbf{E}_0 + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{H}_0]\right) + \nabla(\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{H}) - \frac{1}{c}\frac{d}{dt}[\boldsymbol{\mu}\times\mathbf{E}_0], \tag{33}$$

где $\mathbf{H}$ — магнитное поле (7) в системе координат, движущейся вместе с частицей. При этом считается, что во время движения частицы ее магнитный момент направлен по направлению этого магнитного поля или против него:

$$\boldsymbol{\mu} = \pm\mu\frac{\mathbf{H}}{H}\,. \tag{34}$$

Уравнения (33) и (2) совместно с (7) и (34) определяют систему уравнений движения для частицы в рамках траекторной квантовой механики.

В процессе движения частицы по траектории возможны перевороты ее спина во внешнем для нее магнитном поле. Эти перевороты спина, если не учитывать сильного возбуждающего электромагнитного поля, могут происходить из верхнего энергетического состояния спина электрона в нижнее состояние. Характерное время жизни в верхнем состоянии по отношению к перевороту спина электрона в постоянном магнитном поле было определено Соколовым и Терновым в работе [11]. Оно определяется выражением (см. также [12]):

$$\tau = \frac{8}{5\sqrt{3}}\frac{m^2c^2R^3}{e^2\hbar}\left(\frac{mc^2}{w}\right)^5, \tag{35}$$

где $w = mv^2/2$ — кинетическая энергия электрона, R — радиус окружности, по которой движется электрон.

5.1. Движения электрона в поле точечного заряда в рамках траекторной квантовой механики

Для решения задач о движении электрона в поле точечного заряда тяжелой частицы в рамках траекторной квантовой механики можно воспользоваться уравнениями (14)–(16) в сферической системе координат и условием квантового характера направления спина (34) на внешнее магнитное поле (7)

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}_0].$$

Возьмем такую сферическую систему координат, чтобы в начальный момент времени в этой системе электрон находился в экваториальной плоскости, т. е. $\theta = 90^\circ$, а угловая скорость его по углу θ была бы равна нулю. В этом случае дальнейшее движение его будет происходить только в этой плоскости, т. е. $\theta = 90^\circ$ для всех моментов времени, а уравнения (14) и (16) примут вид

$$m_e \frac{d^2 r}{dt^2} = m_e r \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 - \frac{Qe}{r^2} - \frac{Q}{cr^2}\mu_z \frac{d\varphi}{dt}, \tag{36}$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{Q\mu_z}{cr}\right) = 0. \tag{37}$$

Уравнение (34) для компоненты магнитного момента μ_z запишется в виде

$$\mu_z = \pm\mu. \tag{38}$$

Уравнения (36) и (37) определяют в нерелятивистском случае движение частицы с магнитным моментом в поле точечного заряда тяжелой частицы.

Из уравнений (36) и (37) можно получить закон изменения энергии электрона

$$\varepsilon = \frac{m_e}{2}\left(\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2\right) - \frac{Qe}{r}\,.$$

Он имеет вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{Q}{cr}\frac{d\varphi}{dt}\frac{d\mu_z}{dt}\,. \tag{39}$$

На тех участках траектории электрона, где μ_z постоянно и не меняет своего направления, энергия электрона сохраняется. При перевороте спина электрона происходит выделение или поглощение электроном энергии электромагнитного поля. В этом случае закон сохранения энергии выполняется только для системы, состоящей из электрона вместе с энергией электромагнитного поля.

Поскольку изменением момента количества движения системы за счет излучения пренебрегается, то переворот спина электрона приводит в данном приближении к изменению орбитального момента электрона всегда на величину, равную h.

Из (37) следует, что величина $m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{Q\mu_z}{cr}$ является интегралом движения:

$$m_e r^2 \frac{d\varphi}{dt} + \frac{Q\mu_z}{cr} = \text{const}. \tag{40}$$

Пусть в какой-то точке $\mathbf{r}_0$ траектории электрона происходит переворот его магнитного момента так, что за время переворота электрон не успевает существенно сместиться вдоль своей траектории. В этом случае потенциальная энергия электрона за время переворота спина останется той же самой, а скорость и кинетическая энергия электрона меняются. Угловой момент движения частицы $m_e r^2 \dot{\varphi}$, согласно (40), изменится на величину $2Q\mu/cr_0$:

$$m_e r_0^2 \left(\frac{d\varphi_1}{dt} - \frac{d\varphi_2}{dt} \right) = \frac{2Q\mu}{cr_0}, \tag{41}$$

где $d\varphi_1/dt$ и $d\varphi_2/dt$ — угловые скорости движения электрона до и после переворота его магнитного момента. Кинетическая энергия электрона изменится на величину

$$\Delta\varepsilon = \frac{m_e r_0^2}{2} \left(\frac{d\varphi_1}{dt} \right)^2 - \frac{m_e r_0^2}{2} \left(\frac{d\varphi_2}{dt} \right)^2 = \frac{Q\mu}{cr_0} \left(\frac{d\varphi_1}{dt} + \frac{d\varphi_2}{dt} \right). \tag{42}$$

Поскольку напряженность магнитного поля в системе координат электрона до переворота равна $H_1 = \dfrac{Q}{cr_0}\dfrac{d\varphi_1}{dt}$, а после переворота — $H_2 = \dfrac{Q}{cr_0}\dfrac{d\varphi_2}{dt}$, то спиновое излучение электрона происходит в полях от H_1 до H_2. В результате изменение кинетической энергии электрона при быстром перевороте его спина в кулоновском поле другой частицы (42) определяется выражением

$$\Delta\varepsilon = \mu(H_1 + H_2). \tag{43}$$

Угловая частота прецессии спина электрона в магнитном поле до переворота спина равна $\omega_1 = 2\mu H_1/\hbar$, а после переворота — $\omega_2 = 2\mu H_2/\hbar$. Поэтому спиновое излучение происходит в диапазоне частот от ω_1 до ω_2, а изменение кинетической энергии электрона при перевороте его спина в кулоновском поле частицы определяется выражением

$$\Delta\varepsilon = \hbar \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}. \tag{44}$$

Если изменение кинетической энергии электрона в азимутальном направлении ничтожно мало, частоты ω_1 и ω_2 совпадают. В этом случае выполняется такое же соотношение между частотой излучения и энергией, какое имеет место при перевороте спина электрона в магнитном поле. В случае же существенной потери энергии на излучение электроном расширенная классическая механика допускает спиновое излучение в широком диапазоне частот (от ω_1 до ω_2), при этом в соотношение для кванта электромагнитной энергии (44) входит средняя частота из излучаемого диапазона частот, т. е. $(\omega_1 + \omega_2)/2$.

Переворот спина неподвижной частицы в магнитном поле отличается от переворота спина при движении частицы поперек электрического поля. Отличие состоит в том, что при перевороте спина в магнитном поле меняется потенциальная энергия магнитного диполя в имеющемся магнитном поле, в то время как переворот спина при движении частицы поперек электрического поля сопровождается изменением ее скорости движения и кинетической энергии, а потенциальная энергия частицы при этом не меняется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gryziński M. *"Free-fall" solution of the Kepler problem in the presence of the magnetic moment* // Phys. Letters A **41** (1972) 69–70.
2. Грызинский М. *О природе атома* // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции / Ред. М. М. Лаврентьев. — Новосибирск: Изд-во ИМ, 2001, с. 135–160. — (Избранные труды Третьей сибирской конференции по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2000), Новосибирск, 22–24 июня 2000 г.).
3. Грызинский М. Об атоме точно: Семь лекций по атомной физике / Ред. М. М. Лаврентьев. — Новосибирск, 2004; М.: Editotial URSS, 2005. — 94 с. — (Сер. *"Библиотека конференции"*; Вып. 1).
4. Gryziński M. Sprawa Atomu. — Homo-Sapiens, Warsaw, 2002. — 203 s.
5. Еганова И. А. *Атомная физика Грызинского и главная цель Конференции ФПВ* // Поиск математических закономерностей Мироздания: физические идеи, подходы, концепции / Ред. М. М. Лаврентьев, В. Н. Самойлов. — Новосибирск: Акад. изд-во "Гео", 2006, с. 18–36. — (Избранные труды V Сибирской конференции по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2004), Новосибирск, 14–20 июля 2004 г.).
6. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1987. — 488 с.
7. Coleman K., Van Vleck D. H. *Origin of "hidden momentum forces" on magnets* // Phys. Rev. **171** (1968) 1370–1378.
8. Де Гроот С. Р., Сатторп Л. Г. Электродинамика. — М.: Наука, 1982. — С. 230–231.
9. Вихрев В. В. *Конфигурация магнитного поля движущегося электрона* // Прикладная физика **5** № 5 (2004) 12–19.
10. Бордовицын В. А., Тернов И. М., Бугров В. Г. *Спиновый свет* // УФН **165** № 9 (1995) 1083–1094.
11. Соколов А. А., Тернов И. М. *О поляризационных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения* // ДАН СССР **153** № 5 (1963) 1052–1053.
12. Jackson J. D. *On understanding spin-flip synchrotron radiation and the transverse polarization of electrons in storage rings* // Rev. Mod. Phys. **48** No. 3 (1971) 417–426.